PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 23 — 1. Dezember 1937. Redaktionsschluß für Nr. 1 am 15. Dezember 1937. — 38. Jahrgang

INHALT:

Dreizehnter Deutscher Physiker- und Mathematikertag in Bad Kreuznach vom 20. bis 24. September 1937

Kernphysik

R. Fleischmann, Neuere Ergebnisse der experimentellen Kernforschung. S. 924.

F. Hund, Theoretische Erforschung der Kernkräfte. S. 929.

H. Geiger, Die kosmischen Strahlenschauer. S. 936.

H. Euler, Theoretische Gesichtspunkte zur Untersuchung der Ultrastrahlung. S. 943.

J. Mattauch, Massenspektrographie und Kernbau. Mit Tafel IX und X. S. 951.

M. Heyden und H. Kopfermann, Über das mechanische Moment des Sr_{87}-Kerns und die Radioaktivität des Rb_{87}. (Vorgetragen von M. Heyden.) S. 960.

W. Walcher, Über die Anreicherung der Rubidiumisotope. S. 961.

W. Bothe, W. Gentner, H. Maier-Leibnitz, W. Maurer, E. Wilhelmy und K. Schmeiser, Untersuchungen über Kernumwandlungen und Ultrastrahlung. (Vorgetragen von W. Bothe.) S. 964.

E. Fünfer, Resonanzeffekte bei (α, n)-Kernumwandlungen. S. 967.

F. Kirchner, H. Neuert und O. Laaff, Über das Ionisationsvermögen von einigen bei Kernumwandlungsvorgängen ausgeschleuderten Atomkernen. S. 969.

A. Flammersfeld, Das kontinuierliche Beta-Spektrum des RaE. S. 973.

A. Ehmert, Über den Breiteneffekt der kosmischen Ultrastrahlung. S. 975.

R. Döpel, Atomzertrümmerung mit Kanalstrahlen als Vorlesungsversuch. S. 979.

Reine Physik

Einzelvorträge allgemeinen Inhaltes

H. Katz, Durchgang langsamer Elektronen (0—200 V) durch Metallfolien. S. 981.

H. Mahl, Feldemission aus geschichteten Kathoden bei Elektronenbestrahlung. S. 985.

H. Raether, Untersuchung der Elektronenlawinen in der Nebelkammer. S. 990.

F. Wolf, Umladung langsamer Ionen unter positiver Resonanzverstimmung. S. 992.

O. Krenzien, Auslösung von Sekundärelektronen in Adsorptionsschichten. (Auszug.) S. 994.

F. Zernike, Lichtstarke Vorführung von Interferenzerscheinungen und ihre Deutung. (Auszug.) S. 994.

W. Hanle, Lichtanregung durch Wasserstoff- und Deuterium-Kanalstrahlen. (Nach Versuchen von R. Junkelmann †.) S. 995.

A. Goetz, Röntgenspektroskopie bei Wasserstoff- und Heliumtemperaturen. (Unter Mitarbeit von R. B. Jakobs und O. B. Jackson.) (Auszug.) S. 998.

B. Mrowka, Über den Einfluß der Kristallgitterstruktur auf die Glühemission. S. 998.

H. Boersch, Über Bänder bei Elektronenbeugung. Mit Tafel XI. S. 1000.

E. Huster und E. Vogt, Magnetische Untersuchungen der metallischen Lösungen von Natrium in Ammoniak. S. 1004.

H. Senftleben und H. Gladisch, Der Einfluß magnetischer Felder auf die innere Reibung von Gasen. S. 1006.

M. Czerny und P. Mollet, Ausbau der Ultrarotphotographie. S. 1008.

R. Mecke, Bestimmung von Bindungsmomenten durch ultrarote Absorptionsmessungen. (Auszug.) S. 1011.

F. Matossi, Ultrarotes Spektrum und Struktur von Silikaten und Gläsern. S. 1011.

E. Plötze, Reibungsdispersion der Dielektrizitätskonstanten organischer Flüssigkeiten. (Auszug.) S. 1014.

W. Meyer und H. Neldel, Über die Beziehungen zwischen der Energiekonstanten ε und der Mengenkonstanten a in der Leitwerts-Temperaturformel bei oxydischen Halbleitern. S. 1014.

M. Steenbeck, Untersuchungen am Luftlichtbogen im schwerefreien Raum. Mit Tafel XII. S. 1019.

R. Schade, Über den Einfluß der Stromdichte auf die Ionisierungsvorgänge in der selbständigen Entladung in Edelgasen. S. 1021.

W. Schottky, Diskussionsbemerkung zum Vortrag B. Mrowka. S. 1024.

Besprechungen:

H. Rothe, Höhere Mathematik für Mathematiker, Physiker und Ingenieure. Teil IV, 4. Heft. S. 1025.

J. Weiß, Der Kathodenstrahloszillograph im neuzeitlichen Unterricht. S. 1025.

Berichtigungen. S. 1026.

Nachrichten. S. 1026.

Dreizehnter Deutscher Physiker- und Mathematikertag in Bad Kreuznach vom 20. bis 24. September 1937

Kernphysik

Neuere Ergebnisse der experimentellen Kernforschung

Von R. Fleischmann, Heidelberg

Mit 2 Abbildungen im Text

Inhalt: 1. Methodik, Intensität. 2. Umwandlungstypen. 3. Absorption langsamer Neutronen. 4. Energie langsamer Neutronen. 5. γ-Strahlen beim Einfangprozeß. 6. Gesichtspunkte für die Deutung. 7. Isomerie, Transurane, magnetisches Moment des Neutrons. 8. Zusammenfassung.

Seit dem letzten Bericht, der vor 2 Jahren von Prof. Bothe erstattet wurde, hat die experimentelle Kernforschung große Fortschritte gemacht. Besonders auf drei Teilgebieten sind wichtige Neuerungen zu berichten: erstens wurde die Versuchsmethodik verbessert und es gelang insbesondere, viel größere Intensitäten zu erzeugen, zweitens wurden neue Umwandlungstypen aufgefunden und die Kenntnisse über die bekannten Prozesse erweitert, drittens wurde entdeckt, daß „langsame" Neutronen besondere Eigenschaften besitzen, die sehr stark von den Eigenschaften der bereits bekannten schnellen Neutronen abweichen [1].

1. Methodik, Intensität

In den Jahren nach der Entdeckung der Atomumwandlung wurden vor allem die bei natürlichen radioaktiven Zerfallsprozessen entstehenden α-Strahlen, also schnell bewegte He-Kerne, als umwandelnde Geschosse verwendet. Heute benutzt man in zunehmendem Umfang dazu auch Protonen (also schnell bewegte Wasserstoffatome), Deuteronen (also schnell bewegte Kerne des schweren H-Isotops mit dem Atomgewicht 2) und Neutronen. Um solche schnell bewegten Teilchen zu erzeugen, stehen uns vor allem zwei Verfahren zur Verfügung: Kanalstrahlrohre in Verbindung mit sehr hoher elektrischer Gleichspannung einerseits, und andererseits das Zyklotron. Bei den Kanalstrahlrohren kann die Hochspannung mit Hilfe von Transformatoren erzeugt werden. Daneben gibt es den elektrostatischen Hochspannungsgenerator von van de Graaff. Seine Vervollkommnung und Verwendung für diese Zwecke bedeutet einen wesentlichen Fortschritt wegen seiner Einfachheit und besonders, weil er ohne Gleichrichtung sofort eine sehr gute Gleichspannung liefert. Beide Verfahren liefern große Strahlungsintensitäten. Um eine Vorstellung zu vermitteln, gebe ich einige Zahlen an. Mit van de Graaff-Generator und Kanalstrahlrohr sind Protonenströme von 50 μA bei 1 MV erreicht worden. Mit dem Zyklotron erhält man kleineren Strom aber größere Energie der Teilchen; man erhielt Deuteronen mit 6 eMV bei einer Stromstärke von 5 μA, Protonen und α-Teilchen von 11 eMV mit 5 bzw. 0,1 μA. Ströme von einigen Milliontel Ampere erscheinen klein, sie bedeuten aber sehr viel. Zum Vergleich ist darauf hinzuweisen, daß die energiereichsten natürlichen α-Teilchen nur 8,8 eMV haben und daß 1 g Ra in Form von α-Teilchen nur $^1/_{90}$ μA aussendet. Mit diesen Hilfsmitteln können jetzt auch Kerne mit hoher Kernladung durch geladene Teilchen umgewandelt werden. Ferner können Neutronen mit sehr großer Intensität erzeugt werden, und zwar handelt es sich um Intensitäten, die einem Gemisch von 100 kg Ra mit Beryllium entsprechen würden [2]. Die größte mit Zyklotron erzeugte Menge von künstlich radioaktivem Na^{24} hatte eine γ-Intensität, die 200 mg Radium äquivalent war (Lawrence). Solche Intensitäten sind allerdings nur mit dem Zyklotron erreichbar. Es ist sehr bedauerlich, daß in Deutschland bis jetzt noch nicht einmal ein einziges Zyklotron existiert.

Die Kernphysik ist heute also nicht mehr ein Gebiet, in dem die zu untersuchenden Erscheinungen grundsätzlich sehr schwach sind.

2. Umwandlungstypen

Die Fortschritte liegen a) in der Erweiterung unserer Kenntnisse über bereits bekannte Typen, b) in der Entdeckung neuer Typen.

Von den bekannten Typen ist zunächst die Reaktion (d, p) zu erwähnen, d. h. das Auftreffen eines Deuterons auf einen Kern unter Wegfliegen eines Protons. Dabei erhöht sich die Masse des getroffenen Kerns um 1, ohne Änderung der Kernladung. Der Erfolg ist also der gleiche wie beim Einfangen eines Neutrons.

Die Anregungsfunktion, d. h. die Umwandlungshäufigkeit als Funktion der Energie des

[1] Auf die Ergebnisse der Hyperfeinstrukturbeobachtungen — so wichtig sie sind — wird im Rahmen dieses Berichtes nicht eingegangen. Ebenso wird das kontinuierliche β-Spektrum nicht behandelt.

[2] Vgl. Phys. Rev. **50** (1936), 1138; Abb. 7.

umwandelnden Teilchens ist für die sonstigen Austauschprozesse bekanntlich eine Gamow-Funktion. Dieser Prozeß zeigt jedoch — unabhängig vom umzuwandelnden Kern — einen abweichenden Verlauf. Nach Oppenheimer und Philipps rührt das von einem abweichenden Mechanismus her. Es ist so, daß das Deuteron als Gebilde aus Proton + Neutron aufzufassen ist. Nur das Neutron tritt bei dieser Umwandlung in den Kern selbst ein, während das Proton infolge der Coulombschen Abstoßung des Kerns außerhalb bleibt. Unter Voraussetzung dieses Mechanismus liefert die Theorie eine Umwandlungsfunktion, die mit der Erfahrung übereinstimmt.

Ein weiteres Gebiet mit neuen Erkenntnissen ist die Frage nach den Kernniveaus, bzw. den Resonanzstufen, die in die Anregungsfunktion eingelagert sind. Besonders auffällig ist die Erscheinung der Resonanz beim Einfangen von Protonen unter Aussendung von γ-Strahlen (p, γ)-Prozesse[3]). Hier beobachtet man das Einsetzen, bzw. den Anstieg der Intensität innerhalb eines außerordentlich engen Intervalls der Energie der umwandelnden Protonen. Das Anstiegsintervall hat eine Breite von nur wenigen Kilovolt. Ein „Anstieg" wird beobachtet, wenn man dicke Schichten bestrahlt, in denen auch die in der Schicht selbst abgebremsten Teilchen noch wirksam sind. Verwendet man sehr dünne Schichten, so tritt statt des Anstiegs ein Maximum auf, während benachbarte Energien bereits unwirksam sind.

Durch das Einfangen des Protons in ein bestimmtes Niveau ist der Ablauf der Umwandlung noch nicht eindeutig festgestellt. Der entstehende angeregte Zwischenkern kann sich oft wahlweise in verschiedener Art umbilden. Als Beispiel zeige ich Ihnen eine Zusammenstellung der möglichen Umwandlungen von B^{11} durch Protonen (Cockroft, Gentner, Kirchner u. a.) (angeregte Zustände sind überstrichen).

$$B^{11} + H^1 \begin{cases} \rightarrow \overline{C^{12}} \begin{cases} \rightarrow C^{12} + \gamma \\ \rightarrow Be^8 + He^4 \end{cases} \\ \rightarrow \overline{\overline{C^{12}}} \rightarrow \overline{Be^8} + He^4 \\ \qquad\qquad \rightarrow {}_2He^4 + {}_2He^4 \end{cases}$$

Auch für den Eintritt von α-Teilchen unter Aussendung eines Neutrons oder Protons beobachtet man Resonanz (Pose). Die Stufen sind dabei aber anscheinend nicht so scharf wie bei Einfangprozessen. Auch beim umgekehrten Prozeß, beim Austritt von α-Teilchen, und zwar mit Neutronen als umwandelnder Strahlung wurde kürzlich von Wilhelmy Resonanz nachgewiesen. Über diesen Vorgang und seine Umkehrbarkeit wird Herr Professor Bothe nachher noch Näheres berichten.

[3]) Vgl. Phys. Rev. **50** (1936), 510; Abb. 9.

Wir kommen zu einem neu entdeckten Prozeß, dem Herausschlagen eines weiteren Neutrons durch ein energiereiches umwandelndes

$$X^A(n, 2n)^*X^{A-1}.$$

Mit diesem Prozeß zusammen zu nennen ist der Kernphotoeffekt, d. h. das Abspalten eines Neutrons durch ein γ-Quant sehr hoher Energie

$$X^A(\gamma, n)^*X^{A-1}.$$

Der Kernphotoeffekt, der in zwei Fällen bekannt war, wurde von Bothe und Gentner als verbreitete Erscheinung erkannt und es wurden auf diesem Wege erstmals radioaktive Kerne erzeugt[4]). Beide Prozesse führen von einem Kern zu einem Isotop des gleichen Elements mit einem Atomgewicht, das um 1 niedriger ist. Der erste Prozeß

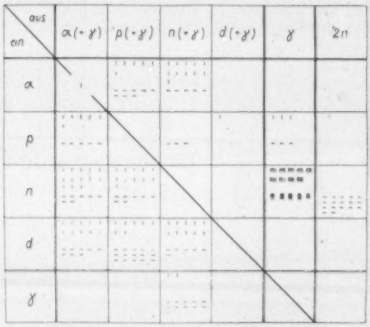


Abb. 1. Häufigkeit der bekannten Umwandlungstypen

gelang unter Verwendung sehr energiereicher Neutronen von 14 eMV, der zweite mit γ-Strahlen von 17 eMV, also mit den energiereichsten Quanten, die gegenwärtig erzeugt werden können. Man erhält sie durch Bestrahlen von Li mit Protonen.

Beide Prozesse liefern verschiedene neue radioaktive Isotope, sowie einige bekannte auf neuem Weg. In mehreren Fällen gestattet der Kernphotoeffekt die bisher nicht mögliche Zuordnung einer Halbwertzeit zu einem Isotop.

Ein anderer neuer Prozeß ist die Umwandlung (p, n). Er erfordert zum Ablauf Energiezufuhr, hat also negative Energietönung und läßt sich erst erzeugen, seit genügend hohe Protonenenergien verfügbar sind.

Einen Überblick über die heute bekannten Umwandlungstypen und ihre Häufigkeit zeigt Abb. 1. Ein ähnliches Diagramm haben Sie vor zwei Jahren gesehen. Die senkrechten Striche bezeichnen die damals bekannten Prozesse, die waagrechten die neu hinzugekommenen.

[4]) Vgl. Zeitschr. f. Phys. **106** (1937), 239; Abb. 2 u. 3.

3. Absorption langsamer Neutronen

Fermi und Mitarbeiter hatten bei ihren Untersuchungen über die Erzeugung künstlicher Radioaktivität entdeckt, daß verschiedene Elemente viel stärker radioaktiv werden, wenn sie durch Paraffin hindurch mit Neutronen bestrahlt werden. Nach den damaligen Kenntnissen hätte man im Gegenteil erwarten sollen, daß die Aktivierung infolge von Absorption der Neutronen abnimmt. Die Forscher haben sofort erkannt, daß die Erhöhung der Aktivierung auf besonderer Wirksamkeit langsamer Neutronen beruht, und daß in den meisten Fällen das langsame Neutron eingefangen wird. Dabei erhöht sich das Atomgewicht des einfangenden Kerns um 1, ohne Änderung der Kernladung. Die Verlangsamung geschieht besonders leicht durch Paraffin oder Wasser, allgemein durch wasserstoffhaltige Substanzen. Sie beruht auf den elastischen Zusammenstößen zwischen H-Kernen und den praktisch gleich schweren Neutronen. Bei genau zentralem Stoß wird die gesamte kinetische Energie übertragen, bei nicht zentralem Stoß ein Bruchteil, im Mittel die Hälfte der Energie. Beim Durchgang durch Paraffin entsteht also ein kontinuierliches Geschwindigkeitsspektrum.

Schnelle Neutronen sind bekanntlich außerordentlich durchdringungsfähig, z. B. gehen sie durch 20 oder 40 cm Pb fast ungeschwächt hindurch. Ganz anders verhalten sich langsame Neutronen.

Für Einfangprozesse wurde von Fermi und Mitarbeitern u. a. gezeigt, daß langsame Neutronen, deren Geschwindigkeiten in gewissen engen Bereichen liegen, mit außerordentlich großen Wirkungsquerschnitten eingefangen werden. Es handelt sich um Resonanzeinfangprozesse, ähnlich wie bei den vorhin besprochenen (p,γ)-Prozessen. Die Wirkungsquerschnitte für diese langsamen Neutronen sind bis etwa 10000 mal größer als die für schnelle Neutronen. Das bedeutet anschaulich, daß die langsamen Neutronen in gewissen Stoffen etwa ebenso stark absorbiert werden wie α-Strahlen, die ja bekanntlich von einem Blatt Papier aufgehalten werden. Der enge Geschwindigkeits- bzw. Energiebereich — wir wollen ihn als Resonanzband bezeichnen — ist dabei kennzeichnend für den einfangenden Kern. Die bis jetzt nachgewiesenen Resonanzgebiete liegen bei Energien zwischen 0 und 100 eV.

Außer dieser Wirkung enger selektiv absorbierbarer Energiegebiete werden auch Neutronen mit thermischer Energie eingefangen. Auch dabei treten ziemlich große Wirkungsquerschnitte auf. Die starke Wirkung thermischer Neutronen rührt aber außer von großer Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von dem Umstand her, daß die Aufenthaltsdauer thermischer Neutronen in Kernnähe größer ist, allgemein ist sie proportional $1/v$, wo v die Geschwindigkeit der Neutronen bedeutet. Man versteht daher auch, daß die Temperatur des zur Abbremsung verwendeten Paraffins u. U. einen Einfluß auf das Einfangen hat.

Außerdem ist aber auch die Zahl thermischer Neutronen, die aus Paraffin austreten, besonders groß, weil sie in Paraffin angereichert werden. Wenn nämlich Neutronen bei der Verlangsamung die kinetische Energie der Temperaturbewegung erreicht haben, bleiben sie im Gleichgewicht damit. Ein Paraffinblock stellt daher sozusagen einen mit Neutronengas erfüllten Raum mit undichten Wänden dar.

Jeder Stoff, der überhaupt langsame Neutronen einfängt, hat, wie gesagt, im allgemeinen mindestens zwei Absorptionsgebiete, ein selektives und

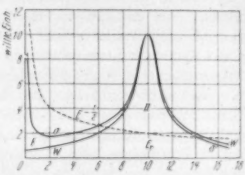


Abb. 2

Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts $\sigma = E^{-1/2} \cdot W$ für das Einfangen langsamer Neutronen in Abhängigkeit von der Neutronenenergie mit Aufteilung in Wechselwirkungswahrscheinlichkeit $W = \dfrac{C \cdot \alpha}{(E - E_r)^2 + \alpha^2}$ und Zeitfaktor $E^{-1/2}$. (E_r = Resonanzenergie)

das thermische. Beide Gebiete können auch zusammenfallen. Ein Beispiel ist Cd. Man nennt die in Cd absorbierbaren langsamen Neutronen „Gruppe C“ und setzt sie meßtechnisch den thermischen Neutronen gleich.

Den Verlauf des Wirkungsquerschnittes σ mit der Energie der Neutronen zeigt Abb. 2 aufgeteilt in Wechselwirkungswahrscheinlichkeit W und Zeiteinfluß $E^{-1/2}$ bzw. $1/v$.

Ob es mehrere Resonanzstufen gibt, ist experimentell noch nicht vollkommen gesichert, aus verschiedenen Gründen ist es aber wahrscheinlich, ausgemessen ist für einen Kern jeweils nur eine einzige.

4. Energie langsamer Neutronen

Bei thermischen Neutronen ist eine Energiebestimmung auf direktem Weg möglich: Man bestimmt die Zeit, welche Neutronen brauchen, um eine vorgegebene Strecke zu durchlaufen. Dazu verwendet man zwei ruhende und zwei drehbare Cd-Scheiben, die ja thermische Neutronen absorbieren, mit schmalen Schlitzen in gleichartiger Anordnung auf allen vier Scheiben. Die beiden drehbaren Scheiben sitzen auf der gleichen Achse[6]).

[6]) Vgl. Phys. Rev. **48** (1935), 704; Abb. 1.

Bei geeigneter Drehgeschwindigkeit finden Neutronen, die links die Schlitze offen gefunden haben, rechts die Schlitze beim Auftreffen bereits geschlossen. Man kann die Scheibe auch so verdrehen, daß bei ruhenden Scheiben trotz Öffnung der linken Schlitze, rechts kein Durchgang möglich ist. Es ergibt sich[6]), daß die C-Neutronen bei Zimmertemperatur in vollem Temperaturgleichgewicht mit dem Paraffin sind, also dem Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilungsgesetz genügen (Dunning, Pegram, Fink und Mitchell).

Wie vorhin erwähnt, liegen Resonanzabsorptionsgebiete zwischen 0 und 100 eV. In diesem Energiebereich versagen die rotierenden Scheiben, weil sie mit Geschwindigkeiten laufen müßten, bei denen sie weit über die Zerreißgrenze beansprucht würden. Man ist hier auf ein indirektes Verfahren angewiesen. Man verwendet als Maß für die Energie den Wirkungsquerschnitt σ_B, mit dem die Resonanzneutronen in Bor bei der durch langsame Neutronen erzielbaren Umwandlung $B(n,\alpha)$ wirksam sind. Wir sahen vorhin, daß allgemein der Wirkungsquerschnitt $\sigma \sim E^{-1/2} \cdot W(E)$ ist, also proportional einem Zeitfaktor und der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit. Aus Analogie zu anderen Austauschprozessen ist anzunehmen, daß für diesen Prozeß praktisch $W = \text{const}$ ist, also $\sigma_B \sim E^{-1/2}$ ($1/v$-Gesetz). Der Proportionalitätsfaktor wird mit Hilfe der C-Neutronen bestimmt, deren Energie bekannt ist und für die das zugehörige σ_B gemessen wird. Das Verfahren ist vergleichbar mit der bei Röntgenstrahlen üblichen Wellenlängenbestimmung durch Messung der Absorbierbarkeit. Wir wollen uns mit dem Resonanzband noch genauer befassen.

Das Resonanzmaximum ist in Abb. 2 ziemlich scharf gezeichnet. Bei diesem Verlauf muß eine Art „Selbstumkehr" der Resonanzlinie möglich sein, d. h. man muß den „Kern der Linie" sehr leicht absorbieren können und muß eine schwächer absorbierbare Strahlung übrigbehalten. Besonders genau wurde die Erscheinung von Jäckel untersucht. Eine genaue Diskussion der von ihm gemessenen Absorptionskurve[7]) zeigt, daß der Verlauf vollkommen erklärt werden kann, wenn für $W(E)$ die Funktionsabhängigkeit $\dfrac{C \cdot \alpha}{(E - E_r)^2 + \alpha^2}$ eingesetzt wird.

Zwischen den beiden Absorptionsgebieten *I* und *II* der Abb. 2 besteht eine Beziehung: Falls E_r groß ist, muß $W(0)$, d. h. die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit für C-Neutronen klein sein, also auch der Wirkungsquerschnitt σ_C gemittelt über die Verteilung der thermischen Neutronen und umgekehrt. Es ist daher möglich, daß zwischen σ_C und E_r ein gesetzmäßiger Zusammenhang besteht. Da E_r aus σ_B abgeleitet wird, so würde dann auch ein Zusammenhang zwischen σ_B und σ_C bestehen. Allerdings kommen durch Höhe und Breite des Absorptionsgebietes ($C \cdot \alpha$) neue Veränderliche herein, die den Zusammenhang verwickelt machen können. Die Erfahrung zeigt jedoch, daß zwischen σ_B und σ_C ein monotoner Zusammenhang besteht, der in einem gewissen Bereich wenig von einfacher Proportionalität abweicht[8]).

Es ist nun noch möglich, aus den Mittelwerten des Wirkungsquerschnittes für thermische Neutronen eine Aussage über die Niveaudichte der Resonanzniveaus zu machen. Man betrachtet dabei den Durchschnittswert für die Energie des niedersten Resonanzniveaus für benachbarte Elemente als ungefähr gleich dem mittleren Niveauabstand eines einzelnen Kernes. Außerdem wird wieder der Grundsatz verwendet, daß kleines σ_C großer Resonanzenergie entspricht. Man findet so einen systematischen Gang der Niveaudichte im periodischen System[9]). Die Niveaus liegen danach besonders dicht für Elemente mit Ordnungszahlen um 60.

5. γ-Strahlen beim Einfangprozeß

Die beim Einfangen des langsamen Neutrons freiwerdende Bindungsenergie wird als γ-Strahlung abgegeben. Es gibt viele Stoffe, die Neutronen einfangen und daher auch viele Beispiele für γ-Strahlung in allen Teilen des periodischen Systems. Es hat sich nun gezeigt, daß die Quantenenergie der γ-Strahlung, die nach dem experimentellen Meßverfahren als mittlere Quantenenergie anzusprechen ist, einen monotonen Gang mit der Ordnungszahl zeigt[10]). Die Strahlung ist bei mittleren Ordnungszahlen nicht monochromatisch, sondern enthält kleinere Quanten, die zu gleicher Zeit ausgesandt werden (Kaskadensprünge), wie Koinzidenzversuche gezeigt haben. Daß der Verlauf mit dem Gang der Bindungsenergie nicht zusammenfällt, ist daher nicht auffällig. Die Art der Abweichung wird aber verständlich, wenn man eine von Bohr eingeführte Vorstellung über den Aufbau der Kerne heranzieht. Sie liefert zugleich eine zusammenfassende Deutung für eine ganze Reihe von Beobachtungen der Kernphysik.

Zu erwähnen ist an dieser Stelle noch, daß auch die Erregung von γ-Strahlen durch schnelle Neutronen ohne Einfang nachgewiesen ist.

6. Gesichtspunkte für die Deutung

Man weiß, daß ein Zusammenhang zwischen der Lebensdauer eines Terms und seiner Breite besteht. Aus Betrachtungen über diese beiden

[6]) Vgl. Phys. Rev. **50** (1936), 747; Abb. 13.
[7]) Vgl. Zeitschr. f. Phys. **104** (1937); 765, Abb. 1.
[8]) Vgl. Zeitschr. f. Phys. **105** (1937); 701, Abb. 3.
[9]) Vgl. Zeitschr. f. Phys. **103** (1936); 123, Abb. 5.
[10]) Vgl. Zeitschr. f. Phys. **103** (1936), 120; Abb. 4.

Größen findet Bohr, daß bei Kernprozessen erst ein Zwischenkern gebildet wird, der eine Lebensdauer besitzt, die wesentlich größer ist, als die Durchquerungszeit des einfallenden Teilchens. Eine verhältnismäßig große Lebensdauer bei großer Anregungsenergie eines Kerns ist nach Bohr nur möglich, wenn die beim Einfangen freiwerdende Energie sich schnell auf viele Bestandteile des Kerngefüges verteilt und das setzt wieder starke Wechselwirkung zwischen den Kernbausteinen voraus. Bohr stellt sich den Kern daher bestehend aus vielen Einzelbausteinen vor, deren jedes unabhängig vom anderen einen gewissen Energiebetrag erhalten kann. Es entstehen dabei sehr viele Verteilungsmöglichkeiten, also auch sehr viele Terme.

Mit diesem Bild wird verständlich, daß scharfe Resonanzen beim Einfangen auftreten, insbesondere bei Neutronen; es soll dann eine dichte Folge von Resonanzstufen existieren. Dadurch wird insbesondere verständlich, daß es so viele Kerne gibt mit einem Resonanzniveau für Neutronen nahe bei der Energie Null. Im periodischen System entsteht dann folgender Verlauf: Kerne mit wenig Teilchen (niedrigem Atomgewicht) haben wenig Niveaus und es kommt nur sehr selten vor, daß ein Niveau nahe bei Null liegt. Der Mittelwert von σ_C wird klein sein und die beim Einfangen freiwerdende Bindungsenergie wird in Form eines einzigen oder nur weniger Quanten abgegeben. Anders werden die Verhältnisse bei Kernen mit vielen Teilchen sein (hohes Atomgewicht). Dort wird es viele Niveaus geben, es wird häufig eines bei Null liegen. σ_C wird im Mittel groß sein, die Bindungsenergie wird in Form mehrerer Quanten aufgeteilt und die mittlere Quantenenergie wesentlich kleiner sein als die Bindungsenergie.

Bei dieser Auffassung wird der Verlauf der Quantenenergie für die Einfang-γ-Strahlung auf den Verlauf der Niveaudichte zurückgeführt. Der Unterschied zwischen Bindungsenergie und gemessener Quantenenergie entspricht auch experimentell dem Verlauf der Niveaudichte.

Die Bohrsche Vorstellung läßt auch eine andere Erscheinung verstehen, die sich besonders in jüngster Zeit sehr deutlich gezeigt hat: die Resonanzenergien für Eindringen von α-Teilchen und Protonen in den Kern z. B. für (α, n)- und (p, γ)-Prozesse liegen viel dichter als nach dem alten Modell verständlich wäre. Sogar bei Energien, die weit über dem Potentialwall des Kernes liegen, wo nach der alten Vorstellung höchstens noch stark verwaschene Resonanzen auftreten sollten, findet man scharfe Resonanzstufen (vgl. Vorträge von Bothe und von Fünfer). Dies hängt wiederum zusammen mit der Zersplitterung der dem Kern zugeführten Energie, infolge starker Wechselwirkung zwischen den Bestandteilen des Kerns: Die Zersplitterung bewirkt, daß nach dem Einfang ein scharf definierter Anregungszustand von beträchtlicher Lebensdauer besteht, der nicht möglich wäre, wenn das eindringende Teilchen als einziges in einem hoch angeregten Zustand bleiben würde.

7. Isomerie, Transurane, magnetisches Moment des Neutrons

Es bleibt uns nun noch übrig, drei wichtige Einzelfragen kurz zu besprechen: a) die Existenz isomerer Kerne, also von Kernen, die trotz gleicher Kernladung und Kernmasse verschiedene Eigenschaften zeigen, b) die Umwandlungsreihen der Transurane, c) die Bestimmung des magnetischen Moments des Neutrons.

Der schlüssigste Nachweis für Isomerie wurde beim radioaktiven Br^{80} erbracht. Weitere Beispiele gibt es bei den Transuranen. Das gewöhnliche stabile Br ist ein Gemisch von Br^{79} und Br^{81}. An beide Isotopen läßt sich ein langsames Neutron anlagern und man erhält Br^{80} und Br^{82}. Außerdem kann man von beiden Isotopen durch Kernphotoeffekt ein Neutron abspalten und erhält Br^{78} und Br^{80}. Neben zwei anderen Halbwertzeiten die zu Br^{78} und Br^{82} gehören, entsteht in beiden Fällen $T = 18$ Min und $T = 4{,}2$ Std. Man muß also schließen, daß es zwei Arten von Br^{80} mit verschiedener Halbwertzeit gibt (Bothe und Gentner). Zur Erklärung kann man nach Weizsäcker annehmen, daß über dem Grundzustand ein Term vorhanden ist mit stark verschiedenem Spin, aber nur geringem Energieunterschied. Ein solcher Zustand kann große Lebensdauer besitzen.

Schließlich wurde festgestellt, daß das Einfangresonanzniveau, das zu den beiden isomeren Formen von Br^{80} führt, für beide Isomere übereinstimmt (Fleischmann).

Die Existenz von künstlich erzeugbaren Transuranen ist heute vollkommen sichergestellt. Man geht dabei aus von der Anlagerung eines Neutrons an das gewöhnliche U^{238}. Dadurch entsteht ein künstlich radioaktiver Kern, der von selbst in die verschiedenen Transurane übergeht. Die Untersuchungen sind deshalb besonders schwierig, weil man das Ausgangsmaterial täglich, ja stündlich von den sich nachbildenden natürlichen radioaktiven Beimengungen trennen muß und weil viele z. T. schwer trennbare, künstliche, radioaktive Produkte auftreten. Trotzdem ist es Meitner, Hahn und Straßmann gelungen, die Umwandlungsreihe[11]) weitgehend aufzuklären. Man findet drei isomere Reihen und gelangt bis zur Ordnungszahl 97.

Zum Schluß noch einiges über das magnetische Moment des Neutrons. Wir wissen heute, daß

[11]) Vgl. Zeitschr. f. Phys. **106** (1937), 249.

Neutronen beim Durchgang durch ein magnetisiertes Eisenstück teilweise polarisiert werden, d. h. die eine Richtung der magnetischen Achsenstellung der Neutronen wird angereichert, das Fe wirkt als Polarisator. Diese Neutronen gehen durch ein zweites in gleicher Richtung magnetisiertes Eisenstück, einen Analysator, ungestört hindurch. Wird der Analysator aber senkrecht dazu gedreht, so gehen weniger Neutronen hindurch.

Eine Verfeinerung des Versuchs besteht in folgendem: Laufen die Neutronen zwischen Polarisator und Analysator in einem longitudinalem Magnetfeld, so werden sie durch dieses meßbar gedreht, und zwar um einen Betrag, der mit dem magnetischen Moment des Neutrons in einfacher Weise zusammenhängt. Die bisherigen Messungen sind mit dem aus Beobachtungen des Kernspins ableitbaren Wert von -2 Kernmagnetonen gut verträglich (Frisch, v. Halban, Koch). Leider ist es sehr schwierig, eine größere Meßgenauigkeit zu erreichen.

8. Zusammenfassung

Durch Fortschritte in der Versuchsmethodik gelang es, sehr große Intensitäten zu erzeugen.

Bei gewissen Umwandlungstypen wurden Eigentümlichkeiten festgestellt, insbesondere Resonanzstufen. Loslösung eines Neutrons aus dem Kern gelang in mehreren Fällen auf zwei verschiedenen Wegen.

Besonders groß ist die Erweiterung unserer Kenntnis über das Verhalten langsamer Neutronen beim Durchgang durch Materie (Absorbierbarkeit in Abhängigkeit von der Neutronenenergie, Erregung von γ-Strahlen). Die Geschwindigkeit langsamer Neutronen konnte gemessen werden.

Die Existenz isomerer Kerne wurde nachgewiesen.

Durch ein neues von Bohr angegebenes Modell läßt sich eine zusammenfassende Deutung für mehrere verschiedenartige Erscheinungen geben.

(Eingegangen am 22. Oktober 1937)

Theoretische Erforschung der Kernkräfte

Von F. Hund, Leipzig

Mit 4 Abbildungen im Text

Inhalt: I. Allgemeine Schlüsse. 1. Anzahl der Protonen und Neutronen im Kern. 2. Kerne im Grundzustand. 3. Angeregte Kerne, β-Umwandlung, Streuung von Kernteilchen. — II. Kräfte zwischen Kernteilchen. 4. Die Proton-Neutronkraft. 5. Die Proton-Protonkraft. 6. Die Sättigungsbedingungen. — III. Der Bau der Kerne. 7. Allgemeine Eigenschaften. 8. Kernmodelle. 9. Schalenbau. 10. Drehimpulse. 11. Magnetische Momente. 12. Termstrukturen. — Zusammenfassung.

Auf der Stuttgarter Tagung, vor zwei Jahren, berichtete v. Weizsäcker über die Kräfte in den Atomkernen[1]). Seinen Ausgangspunkt, nämlich Heisenbergs Annahme, daß die Kerne aus Protonen und Neutronen bestehen und daß diese Teilchen sich nach den Gesetzen der Quantenmechanik bewegen, werden wir auch heute wählen. Die wichtigste Aufgabe der Kerntheorie ist dabei auch jetzt noch die Bestimmung der Kräfte zwischen den genannten Kernbausteinen. In der Kenntnis dieser Kräfte sind aber inzwischen einige bemerkenswerte Fortschritte erzielt worden[2]).

I. Allgemeine Schlüsse

1. Anzahl der Protonen und Neutronen im Kern

Die Isotopenforschung mit dem Massenspektrographen und die natürliche und künstliche Umwandlung der Kerne zeigt, daß jeder in der Natur vorkommende oder künstlich herstellbare Kern durch die Anzahlen Z und N der in ihm enthaltenen Protonen und Neutronen gekennzeichnet ist. Die dabei vorkommenden Zahlen Z und N zeigen für leichte Kerne Symmetrie zwischen Protonen und Neutronen, bei schwereren Kernen kommen Zahlen N vor, die etwas größer sind als die Zahlen Z. Es liegt nahe, daraus (mit Heisenberg) zu schließen, daß in den Kernen neben der zwischen den Protonen bestehenden Coulombschen Abstoßung noch eine wesentlich stärkere Anziehungskraft vorhanden ist, die eigentliche Kernkraft, die sicher zwischen Proton und Neutron wirkt, vielleicht auch zwischen zwei Protonen und zwischen zwei Neutronen, jedenfalls aber symmetrisch in Protonen und Neutronen ist.

2. Kerne im Grundzustand

Von den Eigenschaften der normalen Zustände der Kerne kennen wir ungefähr ihre Größe (aus Ablenkungen von Teilchen, aus dem Anteile der Coulombkräfte am Kernbau und aus der Wahrscheinlichkeit des β-Zerfalls der radioaktiven Kerne). Wir kennen recht gut die Massen sehr vieler Kerne (aus der Massenspektroskopie) und die Differenzen der Energieinhalte von Kernen, die sich ineinander umwandeln lassen. Das Zusammenstimmen von Massen- und Energiedifferenzen bestätigt die Beziehung $E = Mc^2$. Der ungefähr lineare Anstieg der Bindungsenergie der Kerne mit der Teilchenzahl

[1]) C. F. v. Weizsäcker, Zeitschr. f. techn. Phys. **16** (1935), 385; Phys. Zeitschr. **36** (1935), 779.

[2]) An neueren zusammenfassenden Darstellungen der Theorie der Atomkerne seien genannt: C. F. v. Weizsäcker, Die Atomkerne. Leipzig 1937; H. Bethe u. R. F. Bacher, Nuclear physics. A. Stationary states of nuclei. Rev. mod. phys. **8** (1936), 82; H. Bethe, Nuclear physics. B. Nuclear dynamics, theoretical. Rev. mod. phys. **9** (1937), 69; S. Flügge u. A. Krebs, Kernphysik. Phys. Zeitschr. **38** (1937), 13; P. Jordan, Fortschritte der Theorie der Atomkerne. Ergebn. d. exakten Naturwiss. **16** (1937), 47.

(die Erscheinung der „Absättigung") macht es unmöglich, mit der Annahme gewöhnlicher, nur anziehender Kräfte zwischen den Teilchen auszukommen. Man muß entweder bei ganz geringem Teilchenabstand wieder Abstoßung annehmen oder bei einfacherer Abhängigkeit vom Teilchenabstand eine Kraft, deren Wirkungsweise verwickelter vom Zustand der Teilchen abhängt, eine „Austauschkraft".

Von einer Anzahl Kerne kennt man (aus dem statistischen Gewicht und aus der Feinstruktur der Spektrallinien) den Drehimpuls und (aus Feinstruktur und Ablenkbarkeit im inhomogenen Magnetfeld) das magnetische Moment, bei einigen wenigen auch ein elektrisches Quadrupolmoment. Drehimpulse und magnetische Momente zeigen, daß die Protonen und Neutronen sich einzeln bei gegebenem Ort noch auf zwei Weisen in einem Feld einstellen können, also einen Spin $^1/_2\,\hbar$ haben und daß sie dem Pauli-schen Ausschließungsprinzip (der Fermistatistik) unterworfen sind.

Dieser Spin macht auch die Auszeichnung der Kerne mit gerader Protonen- oder Neutronenzahl verständlich; diese Auszeichnung bedeutet, daß die Wechselwirkung zwischen Spin und Bahn der Elementarteilchen verhältnismäßig geringfügig ist. Dies ist eine erfreuliche Analogie zum Verhalten der Elektronen in der Atomhülle.

3. Angeregte Kerne, β-Umwandlung, Streuung von Kernteilchen

Durch Einbringen von Protonen oder Neutronen in Kerne (vgl. Vortrag Fleischmann) hat man angeregte Zustände von Kernen hergestellt. Im Falle der Resonanz kennt man ihre Energien recht genau. Sie sind aber hochgelegene Terme, verglichen mit dem Grundzustande der gebildeten Kerne, und hängen darum nicht so eng mit den besonderen Eigenschaften der Kernkräfte zusammen. In einigen Fällen kennt man jedoch Übergänge zu tieferen Termen unter Aussendung von γ-Strahlen. Man möchte annehmen, daß solche Terme zu einer wichtigen Prüfungsmöglichkeit für Annahmen über die Kernkräfte werden. Es ist aber zu beachten, daß man auch bei einigermaßen vollständiger Kenntnis solcher „Termschemata" noch viel schlechter daran ist als bei den Termschemata der Atomhülle, wo man außer den Energien (aus Auswahlregeln, Intensitäten, Zeemaneffekten) meist auch die Drehimpulse kannte.

Die β-Umwandlung natürlicher und künstlich hergestellter Kerne dürfte sehr eng mit den Kernkräften verknüpft sein, doch sind die Schlüsse in dieser Richtung noch nicht sicher genug.

Den vielleicht wichtigsten Fortschritt in der Kenntnis der Kernkräfte verdanken wir einer experimentellen und anschließend theoretischen Untersuchung der Streuung von Protonen an Protonen und Neutronen an Protonen.

II. Kräfte zwischen Kernteilchen

4. Die Proton–Neutronkraft

Das Deuteron muß durch eine anziehende Kraft zwischen Proton und Neutron zusammengehalten werden; aus dem im Vergleich zu anderen Kernen sehr geringen Massendefekt hat man geschlossen, daß es sich um eine Kraft handelt, die etwa gerade so weit reicht, als der Abstand der Teilchen im Deuteron beträgt. Rechnungen über die leichten Kerne (D, T, He^3, He^4) mit Kraftansätzen mit Potentialen, wie

$$V = \begin{cases} -A_1 & (r < a_1) \\ 0 & (r > a_1) \end{cases} \qquad (1)$$

oder

$$V = -A_2\, e^{-\frac{r^2}{a_2^2}} \qquad (2)$$

und ähnlichen zeigen, daß die empirischen Massendefekte im wesentlichen $A_1 \cdot a_1^2$ oder $A_2 \cdot a_2^2$ bestimmen. Zur Berechnung schwererer Kerne ist, wenn man an einer einfachen Ortsabhängigkeit festhalten will, die Annahme einer Austauschkraft nötig.

Weitere Schlüsse lassen sich aus der nach Wirkungsquerschnitt und Richtungsverteilung untersuchten Streuung von Neutronen an Protonen ziehen (Amaldi und Fermi, Dunning, Pegram, Fink und Mitchell, Tuve und Hafstad u. a.[3]). Die Streuung scheint kugelsymmetrisch um den Schwerpunkt des Systems Proton–Neutron zu sein; das bedeutet, daß die potentielle Energie der Kräfte schon in einem Abstand Null wird, in dem sich mit den experimentellen Neutronengeschwindigkeiten nur Drehimpulse kleiner als $\hbar$ herstellen lassen.

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Geschwindigkeit der auftreffenden Neutronen ist nur zu verstehen, wenn zwei Energiestufen des Deuterons in Betracht gezogen werden, außer dem Grundterm mit der Bindungsenergie $2{,}4 \cdot 10^{-3}\, Mc^2$ (M ist Protonenmasse) noch ein höherer Term mit einer nahe bei o gelegenen Bindungsenergie; er kann auch „virtuell" sein mit einer ein wenig über Null gelegenen Energie. Ein einfaches Potential der Form (1) oder (2) kann nur einen einzigen solchen Zustand geben; man muß also schließen, daß die Austauschkraft zwischen Proton und Deuteron aus zwei Gliedern zusammengesetzt ist, die in verschiedener Weise von der Spinstellung der beiden Teilchen abhängen. Bei Parallelstellung der Spins wirkt eine stärkere Anziehungskraft (der Grundterm des Deuterons ist auf Grund bandenspektroskopischer Ergebnisse ein Triplett) als bei antiparalleler Stellung. Es kann dieser Sachverhalt aber auch auf eine in anderer Weise auszudrückende Spin-Spin-wechselwirkung hindeuten.

[3]) Vgl. etwa den Bericht von S. Flügge u. A. Krebs, Phys. Zeitschr. **38** (1937), 13.

5. Die Proton–Protonkraft

Während das Studium der Bindungsenergien der Kerne uns verhältnismäßig unsichere Hinweise auf eine Anziehungskraft zwischen Protonen und Protonen (ebenso zwischen Neutronen und Neutronen) gab, gibt uns die Streuung von Protonen an Protonen einen recht guten Einblick in diese Kraft. Die genauen Streumessungen von Tuve, Heydenburg, Hafstad und die sorgfältige theoretische Auswertung von Breit, Condon und Present bedeuten einen großen Fortschritt in der Kenntnis der Kernkräfte[4]). Die Richtungsverteilung der Streuung ist im großen und ganzen damit im Einklang, daß der Drehimpuls der Protonen gegeneinander bei der Streuung kleiner als $\hbar$ ist. Aus

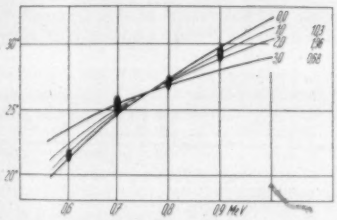


Abb. 1. Bestimmung der Proton–Protonkraft aus Streuexperimenten nach Breit, Condon und Present

den gemessenen Streuungen ist dann für jede Geschwindigkeit der Protonen eine einzige Zahl zu entnehmen und aus der Abhängigkeit dieser Zahl von der Protonengeschwindigkeit kann man auf Tiefe und Reichweite des Potentials zwischen zwei Protonen schließen, bei Zugrundelegung von (1) oder (2) außer der Coulombkraft also auf die Größen A_1, a_1, bzw. A_2, a_2. Die Meßpunkte liegen so, daß man a nur sehr ungenau, bei gegebenem a aber A recht genau bestimmen kann. Es ergibt sich a_1 zu $^1/_2$ bis $2\ e^2/mc^2$; bei $a_1 = 1$ wird $A_1 = 10 \cdot 10^{-3}\ Mc^2$. Abb. 1 vergleicht die empirischen Punkte mit den theoretischen Kurven für $a_1 = 0$, 1, 2 und $3\ e^2/mc^2$ und den jeweils bestpassenden A_1-Wert (rechts oben angegeben). Eine Änderung von A_1 um ein Hundertstel würde die Kurven außerhalb der empirischen Punkte verlaufen lassen.

Natürlich wäre eine genauere Trennung der Bestimmung von A_1 und a_1 (A_2 und a_2) sehr wichtig; sie wäre möglich durch eine Ausdehnung der Untersuchungen auf größere Protonengeschwindigkeiten.

Ein Vergleich der Ergebnisse der Streuung von Neutronen an Protonen und von Protonen an Protonen zeigt, daß die Neutron–Protonkraft bei antiparallelem Spin innerhalb der Meßgenauigkeit mit der Proton–Protonkraft übereinstimmt, wobei nach dem Pauliprinzip die Protonen antiparallelen Spin haben.

Wenn man daraus mit Cassen und Condon[5]) schließen darf, daß in allen Fällen unter Vernachlässigung der Coulombkräfte bei gleicher Spinstellung zwischen einem Neutron und einem Proton die gleiche Kraft wirkt wie zwischen einem Proton und einem Proton und einem Neutron und einem Neutron, so hat man ein sehr einfaches Gesetz für die Kernkräfte. Es kann aber sein, daß diese Gleichheit der Kräfte nur eine Annäherung ist.

6. Die Sättigungsbedingungen

Auch wenn man die Ortsabhängigkeit der Kernkräfte kennt, so sind sie noch nicht völlig bestimmt, da sie als Austauschkräfte noch in verschiedener Weise von der gegenseitigen Spineinstellung der aufeinander wirkenden Teilchen abhängen können. So erhält man bei der eben genannten Annahme gleicher Kräfte zwischen allen Kernteilchen unter Einschluß der gewöhnlichen Kräfte vier einfache Möglichkeiten. Wenn wir den Ort der Teilchen mit $\mathfrak{r}_1, \mathfrak{r}_2 \ldots$, die Spinstellung mit $\sigma_1, \sigma_2 \ldots$ ($\sigma_i = \pm\, ^1/_2$) bezeichnen und Protonen und Neutronen durch den Wert der Koordinaten $\varrho_1, \varrho_2 \ldots$ ($\varrho_i = \pm\, ^1/_2$; + bei Protonen, − bei Neutronen) unterscheiden, so werden die Zustände der Kerne durch Eigenfunktionen

$$\psi(\mathfrak{r}_1 \sigma_1 \varrho_1,\ \mathfrak{r}_2 \sigma_2 \varrho_2, \ldots)$$

beschrieben; die Kräfte werden durch Operatoren in der Schrödingergleichung ausgedrückt, eine gewöhnliche Kraft zwischen Teilchen 1 und 2 durch ein Potential

$$V(r_{12}).$$

Möglichkeiten von Austauschkräften zwischen diesen Teilchen geben

$$V(r_{12})\, M_{12} \qquad M_{12}\psi(\mathfrak{r}_1 \sigma_1 \varrho_1, \mathfrak{r}_2 \sigma_2 \varrho_2, \ldots) = \psi(\mathfrak{r}_2 \sigma_1 \varrho_1, \mathfrak{r}_1 \sigma_2 \varrho_2, \ldots)\ ,$$

$$V(r_{12})\, H_{12} \qquad H_{12}\psi(\mathfrak{r}_1 \sigma_1 \varrho_1, \mathfrak{r}_2 \sigma_2 \varrho_2, \ldots) = -\psi(\mathfrak{r}_1 \sigma_1 \varrho_2, \mathfrak{r}_2 \sigma_2 \varrho_1, \ldots)\ ,$$

$$V(r_{12})\, B_{12} \qquad B_{12}\psi(\mathfrak{r}_1 \sigma_1 \varrho_1, \mathfrak{r}_2 \sigma_2 \varrho_2, \ldots) = \psi(\mathfrak{r}_1 \sigma_2 \varrho_1, \mathfrak{r}_2 \sigma_1 \varrho_2, \ldots).$$

Schon um die zwei Terme des Deuterons zu erklären braucht man mindestens zwei dieser Kraftarten (z. B. M- und H-Kraft); man wird darum zunächst eine beliebige Kombination dieser vier Kräfte annehmen.

Die Tatsache der Absättigung der Kernkräfte, d. h. die ungefähr lineare Zunahme der Bindungsenergie mit der Teilchenzahl, gibt nun unter Voraussetzung einer einfachen Ortsabhängigkeit wie (1)

[4]) M. A. Tuve, N. P. Heydenburg u. L. R. Hafstad, Phys. Rev. **50** (1936), 806; G. Breit, E. U. Condon u. R. D. Present, Ebenda **50** (1936), 825. Vgl. auch G. Breit u. J. R. Stehn, Ebenda **52** (1937), 396.

[5]) B. Cassen u. E. U. Condon, Phys. Rev. **50** (1936), 825.

und (2) eine Beziehung zwischen den Anteilen der vier Kräfte. Eine weitere Beziehung gibt der einigermaßen bekannte Gang der Bindung mit dem Neutronenüberschuß $(N-Z)$ bei fester Teilchenzahl $(Z+N)$. Solche Beziehungen wurden untersucht von Breit und Feenberg sowie von Volz[6]). Da dabei immer nur mit Annäherungen der Eigenfunktionen der Kerne gearbeitet werden kann, so kann man aus dem empirischen Material die beiden Sättigungsbedingungen nur in Form von Ungleichungen (mit beiderseitiger Grenze) schließen. Eine dritte und vierte Beziehung folgt aus den beiden bekannten Termen des Deuterons. Bloßes Vorhandensein der M- und H-Kraft ist mit dem empirischen Material kaum noch verträglich.

III. Der Bau der Kerne

7. Allgemeine Eigenschaften

Wir haben jetzt zu untersuchen, ob wir auf Grund unserer noch sehr lückenhaften Kenntnis der Kernkräfte die besonderen empirisch bekannten Eigenschaften der Kerne einigermaßen verstehen können, und ob diese Eigenschaften uns neue Hinweise für die Kräfte geben.

Die verschiedenen Symmetrieeigenschaften unseres quantenmechanischen Systems Kern führen zu einigen qualitativen Folgerungen[7]): Als freies System im Raum (Drehinvarianz) hat der Kern einen festen gequantelten Wert $J\hbar$ des Drehimpulses. Wegen des Spins der Elementarteilchen ist J ganzzahlig bei gerader und halbzahlig bei ungerader Teilchenzahl $(Z+N)$; die Erfahrung gab bisher in allen Fällen mit geradem Z und geradem N den Wert $J=0$, mit ungeradem Z und ungeradem N den Wert $J=1$, mit ungeradem $Z+N$ verschiedene halbzahlige J-Werte.

Wegen der Symmetrie in Protonen und Neutronen haben Kerne (bis auf die Coulombenergie) gleiche Zustände, wenn sie durch Vertauschen von Z und N ineinander übergehen, z. B. $H^3=T$ und He^3, oder B^{11} und C^{11}, C^{13} und N^{13}, N^{15} und O^{15}. Für die Grundzustände stimmt dies zur Erfahrung, soweit man es erwarten kann; angeregte Zustände sind bisher nirgends bei beiden Gliedern eines Paares bekannt.

Bei geringem Einfluß der Spin-Bahn-Wechselwirkung haben wie bei der Atomhülle die Drehimpulse von Spin und Bahn für sich genähert feste gequantelte Werte $S\hbar$ und $L\hbar$. Die zu einem Wertepaar S,L gehörigen Terme bilden ein Multiplett $(J=L+S,\ L+S-1\ldots|L-S|)$. Wir können also die Kernterme mit den von der Atomhülle her bekannten Symbolen ${}^1S\,{}^1P\,{}^1D\ldots{}^3S\,{}^3P\,{}^3D\ldots$ bezeichnen. Die Multiplettaufspaltung ist empirisch noch nicht bekannt.

Machen wir die Hypothese der gleichen Kräfte zwischen allen Teilchen bei Vernachlässigung der Coulombkräfte, so unterscheiden sich die Terme verschiedener isobarer Kerne höchstens dadurch, daß Terme des einen beim andern wegen des Pauliprinzips ausgeschlossen sind. Bei gegebener gerader Teilchenzahl $(Z+N)$ hat der Kern mit $Z=N$ die meisten Terme, eine Anzahl davon findet sich bei $|N-Z|=2$ wieder, eine Anzahl von diesen bei $|N-Z|=4$ usw. Bei ungerader Teilchenzahl gilt entsprechendes für die Kerne mit $|N-Z|=1,3,5\ldots$ Eine solche (bis auf Coulombkräfte gültige) Übereinstimmung von Termen ist (außer beim Deuteron und dem Protonenpaar in der Streuung) bisher nicht bestätigt und nicht widerlegt. Hier könnte die Vermehrung unserer Kenntnis angeregter Kernterme eine wichtige Entscheidung bringen.

Bei der Beschränkung auf Kräfte, die nur vom Ort abhängen, fallen bestimmte angebbare Gruppen von Multipletts zusammen, indem die Energie nur vom Ortsanteil der Eigenfunktion abhängt. Diese Beschränkung entspricht nicht ganz der Wirklichkeit, ist aber wegen der Einfachheit als erste Näherung nützlich.

Die auch höchstens als grobe Näherung gültige Annahme, daß jedes Kernteilchen für sich in einem kugelsymmetrischen (oder anders gearteten) Kraftfeld laufend angesehen werden kann, ermöglicht die Beschreibung der Zustände des Kernes durch Zustände $s, p, d\ldots$ (bei nicht kugelsymmetrischem Kraftfeld entsprechend andere) der einzelnen Teilchen. In dieser Näherung sind viele Rechnungen über Kernterme angestellt worden, die nicht quantitativ, wohl aber qualitativ zu verwerten sind[8]).

8. Kernmodelle

Selbst bei genauer Kenntnis der Kernkräfte wäre eine genaue Berechnung der Eigenfunktionen und Eigenwerte der Schrödingergleichung sicher sehr verwickelt. Man würde sich auch da mit Annäherungen begnügen. Bei unserer nur rohen Kenntnis der Kräfte hat es erst recht keinen Sinn, über einfache Annäherungen hinauszugehen. Wir gewinnen solche Annäherungen am besten dadurch, daß wir für die Eigenfunktionen einen nur noch beschränkt abänderbaren Ansatz machen und dann unter diesen Funktionen die aufsuchen, die die Schrödingergleichung am besten befriedigt.

Von solchen Näherungen bieten sich zwei als naheliegend an: Beim Modell der einzelnen Teilchen im kugelsymmetrischen Kraftfeld schreiben wir die Eigenfunktion des Kernes als Produkt von Eigenfunktionen der einzelnen Teilchen (Hartreemodell) oder etwas genauer als Linearkombination

[6]) G. Breit u. E. Feenberg, Phys. Rev. **50** (1936), 850; H. Volz, Zeitschr. f. Phys. **105** (1937), 537; E. Feenberg, Phys. Rev. **52** (1937), 667.

[7]) E. Wigner, Phys. Rev. **51** (1937), 106; vgl. auch F. Hund, Zeitschr. f. Phys. **105** (1937), 202.

[8]) Am vollständigsten sind wohl die Angaben von E. Feenberg u. M. Phillips, Phys. Rev. **51** (1937), 597.

von solchen Produkten. Im α-Teilchenmodell bringen wir zum Ausdruck, daß immer zwei Neutronen und zwei Protonen eng verbunden sind. Ein grobes α-Teilchenmodell wäre etwa ein Gebilde aus α-Teilchen, die gegeneinander schwingen können und das rotieren kann; in diesem Gebilde würden sich gegebenenfalls noch einige Protonen und Neutronen bewegen; noch gröber, aber einfach zu handhaben ist ein starres Gebilde aus α-Teilchen, das rotieren kann, gegebenenfalls mit einigen überzähligen Protonen oder Neutronen darin[9]).

Vergleichen wir die Bindungsenergie einzelner zugefügter Neutronen im Kern (im Mittel $8 \cdot 10^{-3}\, Mc^2$) mit der Bindungsenergie eines α-Teilchens ($30 \cdot 10^{-3}\, Mc^2$), so möchten wir schließen, daß das α-Teilchenmodell keine gute Näherung ist. Auch das Modell der einzelnen Elementarteilchen kann keine gute Näherung sein, wie aus Rechnungen und aus allgemeinen Überlegungen hervorgeht. Die Wirklichkeit wird von beiden etwas enthalten, vielleicht sogar zwischen diesen beiden Grenzfällen liegen. Wenn wir die Kernkräfte genau kennten, könnten wir bei genügendem Rechenaufwand den Anteil der beiden Modelle an der Wirklichkeit ausrechnen[10]). Hier wollen wir so verfahren, daß wir zwischen den in beiden Grenzfällen erhaltenen Ergebnissen zu interpolieren versuchen und die verschiedenen empirischen Eigenschaften unter diesem Gesichtspunkt betrachten. Es wird sich dabei zeigen, daß häufig das Modell der einzelnen Teilchen und das α-Teilchenmodell nicht so sehr verschiedene Ergebnisse liefern.

Bei beiden Modellen wird die Wechselwirkung der Elementarteilchen nur unvollständig berücksichtigt. Bei der Untersuchung von Energie, Drehimpuls usw. der Kernzustände ist dies nicht so bedenklich. Anders ist es jedoch, wie Bohr betont hat, bei der Betrachtung von Kernreaktionen, wie Einfangen von Teilchen oder Kernzerfall[11]). Herr Fleischmann ist in seinem Vortrag auf die Bohrsche Betrachtung des Kernes als System aus vielen Teilchen mit gegenseitiger Wechselwirkung und auf ihre großen Erfolge eingegangen.

[9]) Gewisse Eigenschaften der elektrischen Quadrupolmomente hängen vielleicht damit zusammen, daß die Wirklichkeit nicht so ganz weit von solchen α-Teilchenmodellen entfernt ist. [Th. Schmidt, Zeitschr. f. Phys. **106** (1937), 358; W. Wefelmeier, Die Naturwiss. **25** (1937), 525; U. Fano, Ebenda **25** (1937), 602.] Hier und besonders in einer im Druck befindlichen Arbeit bringt Wefelmeier die Unregelmäßigkeiten im Verlauf der Bindungsenergie mit der Teilchenzahl mit den besonderen räumlichen Eigenschaften solcher α-Teilchenmodelle in Zusammenhang.

[10]) Eine Untersuchung von H. Euler [Zeitschr. f. Phys. **105** (1937), 553] zeigt, wie groß die Abweichungen vom Modell der einzelnen Teilchen sind und daß sie als Übergang zu einem Fall aufgefaßt werden können, bei dem die Elementarteilchen zu α-Teilchen vereinigt sind.

[11]) N. Bohr, Nature **137** (1936), 344; Die Naturwiss. **24** (1936), 241; Science **86** (1937), 161; V. Weisskopf, Phys. Rev. **52** (1937), 295.

9. Schalenbau

Wenn die Annäherung, die von Zuständen der einzelnen Elementarteilchen in einem kugelsymmetrischen Kraftfeld ausgeht, nicht ganz schlecht ist, so müssen sich die Zustände der Kerne noch einigermaßen durch Quantenzustände der einzelnen Elementarteilchen beschreiben lassen. Sehen wir die Kräfte zwischen gleichen und ungleichen Elementarteilchen als genähert gleichartig an, so kann jeder der in seinem Bahnanteil nichtentarteten Quantenzustände bis zu vier Elementarteilchen (je eines mit + - und — -Spin und mit Proton- und Neutronladung) aufnehmen. Wenn man die energetische Reihenfolge der Zustände von Teilchen im Kraftfeld und die Kräfte ungefähr kennt, so ist die Aufstellung des Termschemas eine Aufgabe, die der in der Theorie der Atomhülle gestellten ähnlich ist. Man könnte nun erwarten, daß wegen dieser Analogie es nicht nur ein periodisches System der Atomhüllen, sondern auch so etwas wie einen Schalenbau der Kerne geben müßte. Die Erfahrung zeigt jedoch nur unbedeutende Hinweise in dieser Richtung; vielmehr zeigt sich eine Auszeichnung der Kerne mit geradem Z und N; sie haben alle anscheinend den Drehimpuls $J = 0$.

Ein α-Teilchenmodell würde zunächst bei den leichten Kernen die auszeichnen, die aus α-Teilchen allein bestehen könnten.

Die Nichterkennbarkeit eines Schalenbaues kann jedoch nicht als Grund gegen das Modell der einzelnen Elementarteilchen angesehen werden. Die genauere Berechnung des Termschemas zeigt nämlich wegen der andersartigen Natur der Kernkräfte andere Regeln für die Reihenfolge der Multipletts, die zu gegebenen Quantenzahlen der einzelnen Elementarteilchen gehören[12]). Während in der Atomhülle die Terme größter Multiplizität und mit größtem L, die bei gegebenen Zuständen der einzelnen Elektronen möglich sind, tief liegen (die so entstehende Mannigfaltigkeit ist ja ein Grund für das verschiedene chemische Verhalten), sind es im Kern gerade die Terme geringster Multiplizität und mit geringstem L. Bei geraden Anzahlen Z und N sind das ^1S-Terme.

10. Drehimpulse

Der eben genannten Folgerung aus dem Modell der einzelnen Elementarteilchen entspricht die empirische Tatsache, daß man bei Kernen mit geradem Z und N bisher stets $J = 0$ gemessen hat. Ein α-Teilchenmodell würde dieses aber auch liefern.

Für die Kerne mit ungeradem Z und geradem N oder geradem Z und ungeradem N ergibt das Modell der einzelnen Elementarteilchen als Bahndrehimpuls L des Kernes den Bahndrehimpuls l des

[12]) E. Feenberg u. E. Wigner, Phys. Rev. **51** (1937), 95; E. Feenberg u. M. Phillips, Phys. Rev. **51** (1937), 597; F. Hund, Zeitschr. f. Phys. **105** (1937), 202; E. Wigner, Phys. Rev. **51** (1937), 947.

zuletzt gebundenen Teilchens und den Spindrehimpuls $S = {}^1/_2$, also den Gesamtdrehimpuls $J = l \pm {}^1/_2$. Ersetzt man das Kraftfeld des Kernes durch einen einfachen „Potentialtopf", so erhält man die Reihenfolge

$$1s,\ 2p,\ 3d,\ 2s,\ 4f,\ 3p,\ 5g,\ 4d,\ 3s \ldots$$

In einem „Oszillatorpotential" erhält man dieselbe Reihenfolge, nur fallen $3d$ und $2s$, ferner $4f$ und $3p$, sowie $5g$, $4d$, $3s$ zusammen. Man erwartet also bei leichten Kernen größere Werte mit kleineren dazwischen. Abb. 2 gibt für ungerades Z und gerades N den maximalen, mit diesem Modell und der angegebenen Reihenfolge verträglichen Drehimpuls J als gestrichelte Linie an, ferner die empirischen J-Werte.

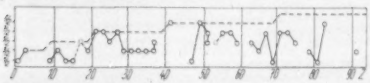


Abb. 2. Drehimpulse der Kerne mit ungeradem Z

Der Vergleich gibt jedenfalls keinen Hinweis gegen das Modell; ein Verständnis der Drehimpulse im einzelnen kann nicht erwartet werden[13]).

Ein α-Teilchenmodell gibt aber auch nicht viel anderes. Man hätte das oder die überzähligen Protonen, vielleicht noch mit einigen Neutronen zusammen, als Teilchen in einem Gerüst von α-Teilchen zu betrachten. Da dieses Gerüst nicht kugelsymmetrisch ist, erhielten wir als Drehimpulse der überzähligen Teilchen im Gerüst häufig geringere Werte als im kugelsymmetrischen Kraftfeld; dazu käme noch die Rotationsbewegung des ganzen Systems, wegen der durch die Gleichheit der α-Teilchen bedingten Symmetrie ist die Untersuchung der Rotationstermstruktur etwas verwickelt und von speziellen Annahmen abhängig. Im großen und ganzen ergibt sich aber ähnliches wie beim Modell der einzelnen Teilchen.

11. Magnetische Momente

Bei geringer Kopplung zwischen Spin und Bahn können die magnetischen Momente von Dublettermen in folgender Weise durch die Drehimpulse ausgedrückt werden:

$$\left.\begin{aligned} J = L + \frac{1}{2}: \quad & \mu = g_L \cdot L + g_S \cdot \frac{1}{2} \\ J = L - \frac{1}{2}: \quad & \mu = g_L \cdot \frac{(L+1)(2L-1)}{2L+1} \\ & \quad - g_S \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{2L-1}{2L+1}; \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

dabei gibt der erste Summand den von der Bahn, der zweite Summand den vom Spin herrührenden Anteil. Während aber bei der Atomhülle wegen der Gleichheit aller Teilchen g_L und g_S feste, bekannte Werte (1 und 2) haben, so hängen im Kern wegen der Ungleichheit von Protonen und Neutronen diese Zahlen von der besonderen Form der Eigenfunktion ab. Und zwar erheblich. Hätten wir ein einziges Proton und eine magnetisch wirkungslose abgeschlossene Schale von Teilchen, so wäre $g_L = 1$ und g_S gleich dem aus dem gemessenen Protonenmoment folgenden Wert von 5 bis 6; beim einzigen Neutron hätten wir $g_L = 0$ und $g_S = -4$. Schon an rohen Näherungen der Eigenfunktionen ist aber zu sehen, daß die Drehimpulse in verwickelter Weise aus Beiträgen der Neutronen und der Protonen zusammengesetzt sind, so daß wir z. B. im Falle ungerader Protonen- und gerader Neutronenzahl für g_L einen Wert unterhalb 1 bis zu recht kleinen Werten, und für g_S einen Wert unterhalb 5 (wobei ein negativer nicht mal sicher auszuschließen ist) erwarten können. Wir verstehen, warum bei den einzelnen J-Werten jedesmal mehrere verschiedene magnetische Momente gemessen sind.

Unter Zugrundelegung des Modells der einzelnen Teilchen haben Rose und Bethe die magnetischen Momente der leichtesten Kerne ausgerechnet und für die wenigen bekannten Fälle ungefähr Übereinstimmung mit der Erfahrung gefunden[14]).

Für schwerere Kerne können solche Rechnungen wegen unserer geringen Kenntnis der Kernkräfte nicht mehr ohne Willkür gemacht werden. Man kann aber die für die einzelnen J-Werte gemessenen Momente sich daraufhin ansehen, ob man etwas über g_L und g_S daraus ablesen kann. So bemerkt Schmidt, daß die aus gemessenen Feinstrukturen bestimmten $\mu(J)$ sich in der Nähe zweier $\mu(J)$-Kurven etwas anhäufen, die den Gl. (3) mit festem g_L und g_S entsprechen[15]). Bei ungeradem Z und geradem N sind es Kurven, die einem g_L von fast 1 (die Protonen tragen fast allein zum Bahndrehimpuls bei) und einem g_S von 3 bis 4 entsprechen (die Protonen liefern etwa ${}^3/_4$ des Spindrehimpulses). Bei ungeradem N und geradem Z sind es Kurven mit g_L ungefähr gleich 0,1 (die Neutronen liefern ${}^9/_{10}$ des Bahndrehimpulses) und g_S ungefähr -2 (die Neutronen liefern etwa ${}^4/_5$ des Spindrehimpulses).

Ob an dieser Deutung der Lage der $\mu(J)$ etwas richtig ist, wird wohl erst die Vervollständigung des Materials entscheiden. Es ist ja theoretisch nicht zu erwarten, daß g_L und g_S für alle Kerne mit ungeradem Z, geradem N und für alle Kerne mit ungeradem N, geradem Z je feste Werte haben. Auch ist es auf Grund von Annäherungen der Eigenfunktionen sehr unwahrscheinlich, daß beim

[13]) In der Figur noch nicht eingetragen ist der Wert $J = 9/2$ für Sr^{87} ($Z = 38$), den Heyden u. Kopfermann fanden (siehe einen der folgenden Vorträge). Er fällt etwas heraus und bedeutet eine geringe Abweichung von der oben gegebenen Reihenfolge der Zustände der einzelnen Teilchen, die aber nicht verwunderlich ist.

[14]) M. E. Rose u. H. A. Bethe: Phys. Rev. **51** (1937), 205, 993.

[15]) Th. Schmidt, Zeitschr. f. Phys. **106** (1937), 358.

Spinmoment der Einfluß der Neutronen bei ungeradem Z und der Protonen bei ungeradem N größer ist als beim Bahnmoment.

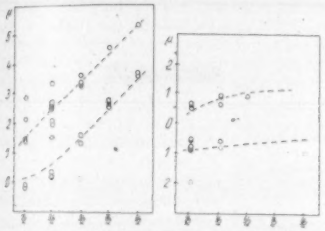


Abb. 3. Magnetische Momente nach Th. Schmidt, links für ungerades Z, rechts für ungerades N. Eingezeichnet sind links $\mu(J)$ für $g_L = 0{,}93$; $g_S = 3{,}2$; rechts für $g_L = 0{,}1$, $g_S = -1{,}8$

Für einige auffallende Beziehungen, die Schüler und Korsching in den Verhältnissen der magnetischen Momente benachbarter Kerne gefunden haben[16]), scheint noch keine Erklärung möglich zu sein.

12. Termstrukturen

Man sollte zunächst meinen, unsere beiden Modelle, die wir als Grenzfälle betrachten, müßten ganz verschiedene Termschemata liefern. Für die tieferen Terme erweist sich der Unterschied aber gar nicht als so groß. Das hat den Vorteil, daß man vielleicht die empirischen Terme einmal schon mit einer schlechten Näherung wird deuten können, aber auch den Nachteil, daß man schon eine genauere Kenntnis der Terme braucht, um daraus etwas über das Modell schließen zu können.

Es sei hier zunächst ein Kern aus 6 Protonen und 6 Neutronen, also C^{12} als Beispiel genommen. Als α-Teilchenmodell nehmen wir ein starres Gebilde aus drei im regelmäßigen Dreieck angeordneten Teilchen. Die Rotationsterme sind die bekannten eines symmetrischen Kreisels; wegen der Bosestatistik der α-Teilchen können nur bestimmte davon vorkommen; sie sind in Abb. 4 ausgezogen, die verbotenen sind gestrichelt. Im Modell der einzelnen Teilchen im kugelsymmetrischen Feld gibt die Anordnung $1\,s^4\,2\,p^8$ die ebenfalls in Abb. 4 angegebenen tiefen Terme.

Wären die tiefen Terme von C^{12} mit Sicherheit erkannt, so könnte man daraus auf die Güte der beiden Modelle schließen. Die bisher bekannten C^{12}-Terme lassen aber noch keinen eindeutigen Schluß zu.

In solchen Fällen, wo der Kern nicht eine gerade Zahl Protonen und dieselbe Zahl Neutronen enthält, hat man als α-Teilchenmodell etwa ein starres Gerüst und darin einige überzählige Elementarteilchen. Wenn die Bewegung dieser Teilchen im Gerüst einen Drehimpuls hat, so setzt sich dieser mit dem Drehimpuls des Gerüstes zu einem gequantelten Gesamtdrehimpuls zusammen. Das Ergebnis hängt noch davon ab, wie stark die Bewegung der zusätzlichen Teilchen an die besondere Gerüststruktur gekoppelt ist. Die Überlegungen sind ähnlich denen, wie sie bei Molekeln (von Teller und Tisza) angestellt werden. Von den so erhaltenen Termen sind dann die in Betracht zu ziehen, bei denen die α-Teilchen der Bosestatistik genügen. Bei unserer geringen theoretischen Kenntnis der Kopplungsfälle und dem geringen empirischen Material über erzeugte Zustände hätte es keinen Sinn, hier näher darauf einzugehen.

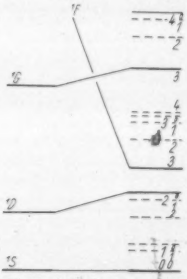


Abb. 4. Theoretische Termstruktur von C^{12}

Zusammenfassung

Die letzten Jahre haben uns genauere quantitative Kenntnis der Kräfte zwischen den Kernteilchen gebracht, insbesondere uns gelehrt, daß zwischen gleichen Teilchen angenähert die gleichen Kräfte wirken wie zwischen ungleichen. Damit ist eine bessere Annäherung für die Berechnung von Kerneigenschaften möglich. Zwei Grenzfälle der Betrachtung, das Modell der einzelnen Elementarteilchen im kugelsymmetrischen Kraftfeld und das Modell eines ziemlich starren Gerüstes aus α-Teilchen mit einigen überzähligen Elementarteilchen darin ermöglichen das Verständnis gewisser allgemeiner Eigenschaften der Kernenergien, Drehimpulse, magnetischen Momente. Bis in die Einzelheiten geht das Verständnis noch nicht.

Man möchte hoffen, daß die intensive experimentelle Erforschung der Kerne weiter Hinweise auf ihren Bau und die Kräfte geben wird. Das Ziel ist des Aufwandes wert, handelt es sich doch um Kräfte, die anders geartet sind als die bisher bekannten elektromagnetischen Kräfte und die Gravitationskräfte, und die diesen beiden Kraftarten gegenüber etwas ganz Neues darstellen dürften.

(Eingegangen am 7. Oktober 1937)

[16]) H. Schüler u. H. Korsching, Zeitschr. f. Phys. 105 (1937), 168, 495.

Die kosmischen Strahlenschauer

Von H. Geiger, Berlin

(Aus dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Berlin-Charlottenburg)

Mit 8 Abbildungen im Text

Inhalt: 1. Einleitung. 2. Die Rossische Koinzidenzkurve. 3. Winkel- und Energieverteilung im Schauer. 4. Elektronen und Photonen im Schauer. 5. Absorbierbarkeit der Schauerstrahlen. 6. Schauer und Stöße. 7. Absorbierbarkeit der schauerauslösenden Strahlung. 8. Treffwahrscheinlichkeiten eines Schauers bei Koinzidenzmessungen. 9. Diskussion der Koinzidenzkurve. 10. Zusammenfassung.

1. Einleitung

Seit jener bedeutsamen Entdeckung von Hess, die nun schon mehr als 20 Jahre zurückliegt, wissen wir, daß bei Tag und Nacht auf unsere Erde eine Strahlung auffällt, die aus dem Weltenraum kommt und sich vor allem durch eine extreme Härte auszeichnet. Diese kosmische Ultrastrahlung birgt noch viele Rätsel, um deren Lösung sich Experiment und Theorie heute mit aller Energie bemühen. Dabei geht es zur Zeit weniger um die Klärung von Entstehung und Herkunft der Strahlen — hierfür fehlen uns die Angriffslinien — als vielmehr um die Erforschung der Natur und der Eigenschaften der Strahlen selbst. Dabei hoffen wir auf neue Erkenntnisse von grundsätzlicher Bedeutung: sind doch die Ultrastrahlen um viele Zehnerpotenzen energiereicher als alle anderen Strahlenarten, die uns sonst die Natur oder die Technik zur Verfügung stellt.

Eines der erstaunlichsten Phänomene, das mit der hohen Strahlenenergie verknüpft zu sein scheint, ist die Schauerbildung. Sehr eindrucksvoll zeigen uns die erstmalig von Blackett gewonnenen Wilsonbilder, wie ein einzelner Ultrastrahl in Materie auf eng begrenztem Raume Hunderte von Elektronen auszulösen vermag. Von zwei Seiten her hat die Theorie dieses Problem aufgegriffen: die Bethe-Heitler-Bhabhasche Theorie deutet die Schauer durch konsekutive Bildung von Bremsquanten und Elektronenpaaren; Heisenberg dagegen knüpft an den β-Zerfall an und sieht in dem Schauer einen explosionsähnlichen Vorgang, der sich im Felde eines vom Primärstrahl getroffenen Atomkerns abspielen kann. Über diese theoretische Seite des Problems wird heute noch von berufener Seite gesprochen werden. Meine Aufgabe soll es sein, unsere experimentellen Kenntnisse von den Schauern zu sichten und im Zusammenhang darzustellen.

2. Die Rossische Koinzidenzkurve

An diese Kurve knüpfen viele der folgenden Erörterungen an; sie sei darum vorangestellt und in ihrer Bedeutung kurz erläutert. Unter einer Bleiplatte, deren Dicke variiert wird, sind drei Zählrohre im Dreieck angeordnet (Abb. 1). Man beobachtet dann, daß bei diesen Rohren zeitlich zusammenfallende Ausschläge (Koinzidenzen) auftreten, die von Schauern aus dem Blei herrühren müssen. Die Kurve, welche den Zusammenhang

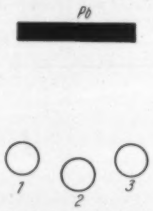


Abb. 1. Zur Messung der Koinzidenzkurve

gibt zwischen der Zahl der stündlich auftretenden Koinzidenzen und der Dicke der Bleischicht ist in Abb. 2 wiedergegeben; sie zeigt mit wachsender Bleidicke zunächst einen raschen Anstieg, erreicht für ungefähr 1,5 cm Pb ein Maximum und fällt dann wieder langsam ab.

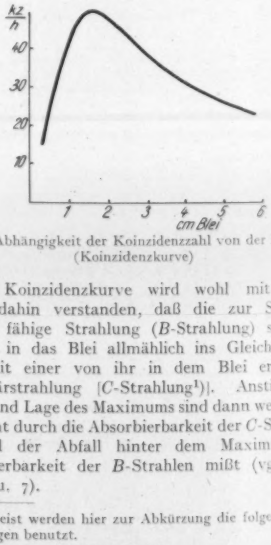


Abb. 2. Abhängigkeit der Koinzidenzzahl von der Bleidicke (Koinzidenzkurve)

Die Koinzidenzkurve wird wohl mit Recht immer dahin verstanden, daß die zur Schauerbildung fähige Strahlung (B-Strahlung) sich bei Eintritt in das Blei allmählich ins Gleichgewicht setzt mit einer von ihr in dem Blei erzeugten Sekundärstrahlung [C-Strahlung[1])]. Anstieg der Kurve und Lage des Maximums sind dann wesentlich bestimmt durch die Absorbierbarkeit der C-Strahlen, während der Abfall hinter dem Maximum die Absorbierbarkeit der B-Strahlen mißt (vgl. auch Ziff. 5 u. 7).

[1]) Meist werden hier zur Abkürzung die folgenden Bezeichnungen benutzt.

A-Strahlen: für die Primärstrahlen.
B-Strahlen: für die schauerauslösenden Quantenstrahlen.
C-Strahlen: für die aus den B-Strahlen entstehenden energiereichen Elektronenpaare (Schauerstrahlen).
D-Strahlen: für die in Begleitung der C-Strahlen auftretenden Bremsquanten (ebenfalls Schauerstrahlen).
E-Strahlen: für die von den D-Strahlen ausgelösten Compton- und Photoelektronen.

3. Winkel- und Energieverteilung im Schauer

Bei den meisten Schauern lassen die Wilsonbilder eine bestimmte Vorzugsrichtung (Schauerachse) erkennen, um die sich die einzelnen Strahlen in relativ diffuser Weise gruppieren. Indem man zwei Zählrohre auf einem Kreisbogen verschiebt und die Koinzidenzen bei verschiedenem Divergenzwinkel der auslösenden Strahlen abzählt, kann man ein Urteil gewinnen über den mittleren Winkel zwischen Schauerstrahl und Schauerachse. Wir haben aus solchen Messungen einen mittleren Divergenzwinkel von 20° ermittelt[2]) und stehen mit dieser Zahl in Übereinstimmung mit neuen Messungen von Auger und Ehrenfest[3]), die an Hand von Wilsonbildern gewonnen sind. Der angegebene Divergenzwinkel von 20° gilt für Blei; bei Schauern aus Aluminium scheint der Divergenzwinkel nach vorläufigen Messungen erheblich kleiner zu sein (vgl. Ziffer 8).

Unabhängig von jeder speziellen Vorstellung über die Schauerbildung wird man erwarten, daß nahe der Schauerachse die energiereichsten Strahlen laufen und daß die weicheren Strahlen in größerem Winkelabstand zu finden sind. Ich möchte eine Meßreihe von Herrn Barschauskas[4]) anführen, die das Gesagte verdeutlicht. Unter einer Betondecke von 70 cm Wasseräquivalent (Abb. 3) wurden mit zwei Zählrohren die Koinzidenzen abgezählt und zwar sowohl für verschiedene Entfernungen von der Decke (18 bis 365 cm) als auch für verschiedene Abstände der Zählrohre voneinander (Variation von 10 bis 110 cm). Zwischen den Rohren befand sich stets ein 5 cm dicker Bleiklotz. Für jede einzelne Lage des Zählrohrpaares wurde eine Doppelmessung ausgeführt: a) mit 0,8 cm Blei über den beiden Rohren und b) ohne dieses Blei. Solange das Zählrohrpaar wesentlich von Strahlen getroffen wurde, deren Divergenzwinkel unter 7° lag, bewirkte die Bleischicht von 0,8 cm Dicke eine deutliche Erhöhung der Koinzidenzzahl, wurde aber der Winkel von 7° merklich überschritten, so trat bei Einschalten der Bleischicht eine Erniedrigung der Koinzidenzzahl ein. Die gestrichelten Linien von Abb. 3 grenzen die Bereiche gegeneinander ab, die zu einer Koinzidenzerhöhung bzw. Erniedrigung führen. Liegen die Rohre auf den Linien selbst, so erhält man mit und ohne Blei dieselben Koinzidenzzahlen.

Man wird diesen Befund wohl dahin deuten, daß die sekundäre Schauerbildung in dem Blei AA die durch dieses Blei bewirkte Absorption nur dann überwiegt, wenn beide Rohre gleichzeitig von energiereichen, zur Schauerbildung fähigen Strahlen getroffen werden können. Dies ist aber nur dann möglich, wenn beide Rohre zusammen in das Korngebiet des Schauers fallen, dessen Ausdehnung nach diesen Messungen nur wenige Grade betragen kann.

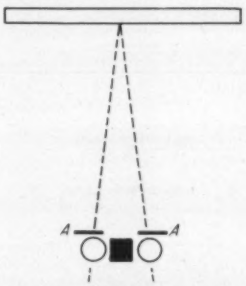


Abb. 3. Zur Energieverteilung im Schauer

Wahrscheinlich wird das Korngebiet gebildet von einem oder auch von mehreren Elektronen, die in engem Winkelbereich begleitet sind von einer sehr kurzwelligen Bremsstrahlung. Die von Schmeiser[5]) kürzlich veröffentlichte Notiz über die Härte der Schauerstrahlen in Abhängigkeit vom Winkel steht mit diesen Fragen offensichtlich in unmittelbarem Zusammenhang.

4. Elektronen und Photonen im Schauer

Die im Magnetfeld aufgenommenen Wilsonbilder machen es deutlich, daß die Schauerstrahlen aus positiven und negativen Elektronen bestehen, wobei wohl die negativen erheblich überwiegen. Die Energien dieser Elektronen sind von der Größe 10^7 bis 10^9 eV, das ist das zehn- bis tausendfache der harten β-Strahlen von Radium. Außer diesen harten Elektronen sind aber im Durchschnittsschauer auch wesentlich weichere Elektronen enthalten, wie man erkennt, wenn man die Messingzählrohre von 0,5 oder 1 mm Wandstärke durch dünnwandigere Zählrohre ersetzt. Es ist wahrscheinlich, daß zwischen den harten und weichen Elektronen im Schauer kein kontinuierlicher Übergang besteht. Ihre Entstehungsursache ist eine verschiedene: während die harten Elektronen die eigentlichen Schauerstrahlen (C-Strahlen) darstellen, handelt es sich bei den weichen Elektronen um Photo- und Comptonelektronen (E-Strahlen), welche von den die C-Strahlen begleitenden Bremsquanten (D-Strahlen) ausgelöst werden.

Das Vorhandensein zahlreicher Photonen im Schauer erschließt man in erster Linie aus dem sogenannten Rückstrahleffekt, der von Fünfer[6])

[2]) H. Geiger u. O. Zeiller, Zeitschr. f. Phys. **105** (1937), 517.
[3]) P. Auger u. P. Ehrenfest, Journ. de Phys. et le Radium **8** (1937), 204.
[4]) K. Barschauskas, wird demnächst veröffentlicht.
[5]) K. Schmeiser, Die Naturwiss. **25** (1937), 173.
[6]) E. Fünfer, Zeitschr. f. Phys. **83** (1933), 92; vgl. auch H. Geiger u. E. Fünfer, Zeitschr. f. Phys. **93** (1935), 543.

zuerst näher untersucht wurde und in der Heidelschen Anordnung[7]) am deutlichsten in Erscheinung tritt. Abb. 4 zeigt drei nebeneinander liegende Zählrohre, über denen sich die Bleiplatte Pb befindet, in der die Schauer entstehen. Es ist nun das Überraschende, daß die Koinzidenzzahl, die bei 1,5 cm Blei über den Rohren etwa 60 pro Stunde beträgt, um rund 50 v. H. ansteigt, wenn man auch unter die Rohre eine Bleiplatte R bringt. Die Dicke dieser Bleiplatte muß mindestens 0,5 cm betragen, sonst ist die Rückstrahlung entsprechend kleiner.

Abb. 4. Zur Messung des Rückstrahleffekts

Wir fragen uns nun, in welcher Weise die beschriebene Erscheinung gedeutet werden kann. Jedenfalls ist es höchst unwahrscheinlich, daß es sich um eine Zurückstreuung der C-Elektronen handelt, da ihre Energie viel zu groß ist, als daß sie in dem Blei R Ablenkungen von 90° oder mehr erfahren könnten. Auch die weichen E-Elektronen kommen nicht in Frage, da diese ja schon in einer ganz dünnen Bleischicht gestreut würden, während die Versuche auf eine Eindringtiefe von 0,5 cm hinweisen. Es bleibt als wahrscheinlichste Lösung, daß der Effekt von Photonen hervorgerufen wird, welche als Bremsstrahlung die harten Schauerelektronen begleiten. Wenn die Energie dieser Photonen von der Größenordnung 10^5 bis 10^8 eV ist, wofür gute experimentelle Stützen vorhanden sind, so können sie nach den Erfahrungen bei γ-Strahlen in einigen Millimetern Blei leicht so stark gestreut werden, daß sie durch Auslösung von Photo- und Comptonelektronen in den Zählrohren zusätzliche Koinzidenzen hervorrufen können. Allerdings ist die Größe des Rückstrahleffekts nur dann verständlich, wenn schon zu einem Schauer mittlerer Größe einige Hundert Photonen gehören.

5. Absorbierbarkeit der Schauerstrahlen

Da die einzelnen Strahlenarten, welche zusammen einen Schauer bilden, sich nicht voneinander trennen lassen, so kann auch nur die Absorbierbarkeit des Gesamtstrahlenkomplexes gemessen werden. Aber auch diese Aufgabe birgt erhebliche Schwierigkeiten in sich, namentlich dadurch, daß die C- und D-Strahlen in dem Absorber selbst wieder sekundäre Schauer auslösen können. Erst allmählich ist es gelungen, die zur Erzeugung reproduzierbarer Werte geeigneten Versuchsbedingungen zu klären. Es kommt wesentlich darauf an, daß der Absorber A nur ein einziges Zählrohr überdeckt und daß die in dem Absorber entstehenden Sekundärschauer nicht durch Rückstrahlung zusätzliche Koinzidenzen hervorrufen können (Abb. 5). Die unter diesen Gesichtspunkten von verschiedenen Autoren ausgeführten Messungen stimmen erträglich überein, wie aus folgender Tabelle ersichtlich ist:

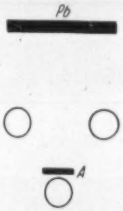


Abb. 5. Zur Messung der Absorbierbarkeit der Schauerstrahlen

Tabelle

Absorptionskoeffizienten der Schauerstrahlen in Blei

Autor	Meßbereich	Absorptionskoeffizienten
Zeiller[8])	0,5—7 cm Pb	0,5—0,2 cm^{-1} Pb
Morgan u. Nielsen[9]) .	bis 0,5 cm Pb	0,47 cm^{-1} Pb
Clay[10])	bis 2,4 cm Pb	Mittel 0,23 cm^{-1} Pb
Hu Chien Shan u. Mitarbeiter[11]) . . .	bis 2,5 cm Pb	0,68—0,23 cm^{-1} Pb

In Abb. 6 ist der Absorptionsverlauf eingezeichnet, wie er etwa dem Mittel der oben angegebenen Messungen entspricht. Mann kann danach

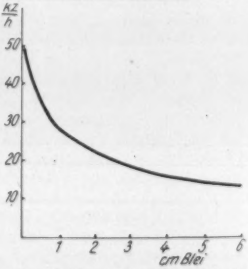


Abb. 6. Absorption der Schauerstrahlen

die mittlere Reichweite eines Schauers aus Blei auf etwa 2,5 cm Pb abschätzen, wobei allerdings eine etwa vorhandene Streckung der Reichweite durch sekundäre im Absorber entstandene Schauer

[7]) E. Heidel, Diss. Tübingen 1935.

[8]) O. Zeiller, Zeitschr. f. Phys. **96** (1935), 121.

[9]) J. E. Morgan u. W. M. Nielsen, Phys. Rev. **50** (1936), 882.

[10]) J. Clay, Physica (3) **5** (1936), 532.

[11]) Hu Chien Shan, B. B. Kisilbasch u. D. Ketiladge, Proc. Roy. Soc. A London **161** (1937), 95.

eingerechnet ist. Diese aus der Absorptionskurve zu entnehmende Reichweite ist nicht ohne weiteres vereinbar mit dem erheblich kleineren Wert, den man aus der Koinzidenzkurve, Abb. 2, entnimmt. Wir kommen auf diese Unstimmigkeit in Ziffer 9 zurück.

Soweit Absorptionsmessungen in anderen Materialien als Blei vorliegen, deuten sie darauf hin, daß die Absorption proportional zur Ordnungszahl erfolgt.

Schauer, die in leichteren Materialien als Blei entstanden sind, haben ein größeres Durchdringungsvermögen. Nach Hu Chien Shan und Mitarbeitern (a. a. O.) ist die Reichweite der in Aluminium ausgelösten Schauer fast doppelt so groß als die Reichweite der aus Blei kommenden Schauer.

6. Schauer und Stöße

Die bisherigen Betrachtungen bezogen sich auf Schauer mittlerer Größe, wie sie im Durchschnitt von einer normalen Koinzidenzapparatur erfaßt werden. Solche Schauer enthalten im Mittel etwa acht ionisierende Strahlen[12]). Wir wenden uns nunmehr jenen besonders großen Schauern zu, die viele Hunderte von Strahlen enthalten und als Hoffmannsche Stöße bezeichnet werden. Leider ist das Zahlenmaterial über die Stöße infolge ihrer großen Seltenheit noch recht gering; denn auch eine speziell für Stoßregistrierung gebaute Apparatur erfaßt pro Tag nur einige wenige Stöße.

Vor allem interessiert die Frage, ob Stöße und Schauer sich nur in der Strahlenzahl voneinander unterscheiden oder ob auch andere Unterschiede grundsätzlicher Art aufgedeckt werden können. Wir wenden uns zunächst der Reichweite der Strahlen zu. Nie[13]) und Messerschmidt[14]) ermitteln die Reichweite in der Weise, daß sie zwischen zwei übereinander aufgebaute Druckionisationskammern Bleiplatten in wachsender Zahl einschalten und die koinzidierenden Stoßzahlen registrieren. Sie kommen dabei auf mittlere Reichweiten von 4 bis 6 cm Pb. Nahezu gleiche Werte erschließen diese Autoren aus der Lage des Maximums der sogenannten Stoßverteilungskurve, bei der mit einer Druckkammer die Stoßzahl als Funktion der Bleidicke ermittelt wird. Andere Autoren [Carmichael[15]) und Boggild[16])] finden bei ähnlichem Meßverfahren erheblich kleinere Werte, so daß zur Zeit nur festgestellt werden kann, daß die mittlere Reichweite der Stoßstrahlen zwischen 2 und 6 cm Blei liegt. Boggild erklärt die großen Differenzen durch die Verschiedenheiten in den Apparaturen, die im Mittel auch verschieden große Stöße erfassen. Je größer aber die Stöße, desto größer auch die Reichweite, wie Boggild durch eine besondere Versuchsreihe zu beweisen sucht. Es fragt sich aber wohl noch, ob der vermutete Zusammenhang zwischen Stoßgröße und Reichweite in der Natur der Stöße begründet ist oder durch die Meßtechnik verursacht wird. Es ist ja naheliegend, daß ein allmählich abklingender Effekt, nämlich die Intensität der Strahlen in dem Blei, über desto größere Strecken erfaßt wird, je größer die Anfangsintensität dieses Effektes ist.

Will man die Reichweite der Stoßstrahlen mit der der Schauerstrahlen vergleichen, so darf man sich nicht an die Maxima von Stoßverteilungskurve bzw. Koinzidenzkurve halten (vgl. Ziffer 9). Man kann zum Vergleich nur die Absorptionskurve Abb. 6 heranziehen, aus der hervorgeht, daß auch in der mittleren Schauergarbe viele Strahlen enthalten sind, deren Reichweiten den Mittelwert von 2,5 cm Pb erheblich überschreiten. Bei der großen Meßfehlergrenze, mit der alle Messungen an Stößen und Schauern noch belastet sind, wäre es unberechtigt, einen grundsätzlichen Unterschied in der Härte von Stoß- und Schauerstrahlen anzunehmen.

Wir fragen weiter, ob die Strahlen, welche die Stoßgarbe bilden, derselben Art sind wie die Schauerstrahlen. Die Wilsonaufnahmen, die in allen Fällen nur dünn ionisierende Strahlen aufzeigen, sprechen deutlich in diesem Sinne. Auch Messungen an Stößen, bei denen Gasdruck und Gasart in der Ionisationskammer variiert wurden[17]), zeigen, daß bei Stößen nicht etwa stark ionisierende Strahlen, wie Protonen aus Kernprozessen, erheblich ins Spiel kommen. Ihre Anwesenheit hätte sich durch die bei hoher Gasdichte auftretenden Sättigungsschwierigkeiten bemerkbar machen müssen.

Nimmt man zu dem Vorausgehenden noch hinzu, daß der Übergang von Schauer zu Stoß in monotoner Weise erfolgt[18]), so werden wir zu der Auffassung gedrängt, daß die Stöße nur vervielfachte Schauer sind. Art und Härte der Strahlen sind dieselben; es verbleibt nur die ungeheure Variationsmöglichkeit in ihrer Zahl. Aber auch diese läßt sich zwanglos in folgender Weise verstehen[19]): die Primärstrahlen lösen in der Atmosphäre vereinzelt auf eng begrenztem Raume kräftige Garben von B-Strahlen aus. Die Prozesse, die zu diesen B-Garben führen, mögen sehr wohl solche Heisenbergscher Art sein. Je näher nun das Zentrum einer solchen

[12]) H. Geiger u. O. Zeiller, Zeitschr. f. Phys. **97** (1935) 300.
[13]) Heinz Nie, Zeitschr. f. Phys. **99** (1936), 453, 776.
[14]) W. Messerschmidt, Zeitschr. f. Phys. **103** (1936), 27.
[15]) H. Carmichael, Proc. Roy. Soc. A **154** (1936), 223.
[16]) J. K. Boggild, Diss. Kopenhagen 1937.
[17]) A. Gastell, Zeitschr. f. Phys. **97** (1935), 414; vgl. auch die bereits zitierte Arbeit von Carmichael.
[18]) Nach C. G. u. D. D. Montgomery [Phys. Rev. **47** (1935), 429] und nach W. Ehrenberg [Proc. Roy. Soc. A **155** (1936), 532] nimmt die Schauerhäufigkeit N mit der Strahlenzahl Z im Schauer ab nach folgendem Gesetz: $N \sim 1/Z^n$, wo n zwischen 2 und 3 liegt.
[19]) H. Geiger, Kernphysik, Vorträge Zürich, herausgegeben von E. Bretscher; Springer 1936.

Garbe dem Erdboden liegt, desto mehr B-Strahlen werden noch gebündelt[20]) die Meßapparatur erreichen und desto größer wird sich der von ihnen ausgelöste Schauer auswirken. Fällt schließlich das Zentrum der Garbe in die über der Meßkammer befindliche Bleischicht, so überlagern sich praktisch alle von den B-Strahlen der Garbe ausgelösten Schauer und wir beobachten einen energiereichen Hoffmannschen Stoß.

7. Absorbierbarkeit der schauerauslösenden Strahlung

Gewichtige Gründe, auf die nicht mehr eingegangen zu werden braucht, sprechen dagegen, daß die Schauer unmittelbar von den kosmischen Primärstrahlen ausgelöst werden. Es ist vielmehr zwischen die Primärstrahlen und die Schauerstrahlen eben jener Stoßprozeß eingeschoben, von dem soeben die Rede war. Die aus der Stoßgarbe kommenden Photonen, zum Teil aber wohl auch Elektronen, sind es, die in dem über der Apparatur befindlichen Blei die Schauer auslösen. Man mißt also bei Aufnahme von Koinzidenzkurven die Überlagerung zweier Effekte, nämlich die durch Photonen bzw. Elektronen ausgelösten Schauer, wobei allerdings die ersten wohl merklich häufiger sind. Nach Auger und Ehrenfest (a. a. O.), die Wilsonaufnahmen in bezug auf die beiden Schauertypen statistisch auswerteten, scheint es aber, daß die Art des Schauers nicht wesentlich von der Art der Auslösung abhängt.

Die Entwicklung der Theorie über die Schauerbildung drängt unter anderem nach Lösung der Frage, wie die Absorption der schauerauslösenden B-Strahlung abhängt von der Art des absorbierenden Materials. Viele Autoren sind in der Weise vorgegangen, daß sie mit einer geeigneten Zählrohrkombination die von dünnen Schichten verschiedenen Materials (2 bis 10 g/qcm) erhältlichen Koinzidenzen abzählten. Die experimentellen Schwierigkeiten solcher Messungen sind aber erheblich, vor allem deshalb, weil bei den leichtatomigen Elementen die Effekte sehr klein sind und meist nur einen Bruchteil des Nulleffekts ausmachen. Nur bei Hu Chien Shan und Mitarbeitern (a. a. O.), die ihre Messungen in 4000 m Höhe ausführten, waren die Bedingungen wesentlich günstiger. Diese Autoren kommen in Übereinstimmung mit Morgan und Nielsen (a. a. O.) zu dem Schluß, daß die Schauerbildung angenähert proportional dem Quadrat der Ordnungszahl des durchsetzten Atoms ist. Abb. 7, die einen Teil der Messungen von Hu Chien Shan enthält, soll dies verdeutlichen. In dieser Abbildung ist die stündliche Koinzidenzzahl als Funktion von nZ^2 aufgetragen, wo n die Zahl der Atome im Quadratzentimeter der durchsetzten Schicht bedeutet. Liegen in einem solchen Diagramm die Meßpunkte auf einer Geraden, was in der Tat angenähert zutrifft, so ist das ein Beweis für das mit Z^2 gehende Absorptionsgesetz.

Die Absorbierbarkeit der B-Strahlung in verschiedenen Materialen ist auch aus dem Verlauf von Koinzidenzkurven nach Art der Abb. 2 erschlossen worden. Diese Kurven zeigen nach Überschreiten des Höchstwertes einen nahezu exponentiellen Abfall, der durch die Absorbierbarkeit der B-Strahlen bedingt ist (vgl. Ziffer 2). Gilbert[21]) schließt aus den von ihm selbst und von anderen gemessenen Absorptionskoeffizienten für Pb, Fe, Al

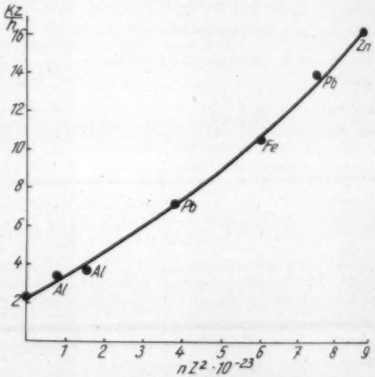


Abb. 7. Abhängigkeit der Koinzidenzzahl von der Ordnungszahl

ebenfalls auf einen Gang mit Z^2, auch Priebsch[22]) stützt diesen Befund durch weitere Messungen an Pb und Al.

Eine Diskussion der hier mitgeteilten Messungen erfolgt erst in Ziffer 9, nachdem wir uns in der jetzt folgenden Ziffer mit dem für Koinzidenzmessungen wichtigen Begriff der Treffwahrscheinlichkeit eines Schauers beschäftigt haben.

8. Treffwahrscheinlichkeiten eines Schauers bei Koinzidenzmessungen[23])

Es seien w_1 w_2 w_3 die Wahrscheinlichkeiten dafür, daß die Zählrohre 1, 2, 3 einer Dreifach-

[20]) Über das Auftreten gebündelter B-Strahlen vgl. R. Hilgert u. W. Bothe, Zeitschr. f. Phys. **99** (1936), 353.

[21]) C. W. Gilbert, Proc. Roy. Soc. A **144** (1934), 559.

[22]) J. A. Priebsch, Zeitschr. f. Phys. **95** (1935), 102.

[23]) Vgl. H. Geiger u. O. Zeiller, Zeitschr. f. Phys. **97** (1935), 300; der dort gebrauchte Ausdruck „Ansprechwahrscheinlichkeit eines Zählrohrs" ist hier ersetzt durch den weniger mißverständlichen Ausdruck „Treffwahrscheinlichkeit eines Schauers". Es sei noch bemerkt, daß ähnliche Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen, wie sie in der eben zitierten Arbeit angestellt wurden, gleichzeitig und unabhängig auch von C. G. u. D. D. Montgomery [Phys. Rev. **48** (1935), 786] veröffentlicht wurden.

koinzidenzanordnung von einem aus dem Blei kommenden Schauer getroffen werden (Abb. 1). Diese Treffwahrscheinlichkeiten hängen offenbar von der Größe und Lage der Zählrohre, sowie von der Strahlenzahl und der Strahlenverteilung im Schauer ab. Es mögen ferner N Schauer pro Stunde von dem Blei ausgehen, dann sind in erster Näherung die folgenden Koinzidenzzahlen zu erwarten:

Zweifachkoinzidenzen pro Stunde $n_2 = N w_1 w_2$,

Dreifachkoinzidenzen pro Stunde $n_3 = N w_1 w_2 w_3$.

Diese einfachen Ansätze sind natürlich nur dann berechtigt, wenn die Treffwahrscheinlichkeiten w_1, w_2... voneinander unabhängig sind. Es muß daher bei der experimentellen Anordnung insbesondere darauf geachtet werden, daß kein Schauerstrahl gleichzeitig zwei Zählrohre durchsetzen kann. Auch sollten die Treffwahrscheinlichkeiten immer klein gegen 1 bleiben, was sich allerdings nur beschränkt erreichen läßt.

Aus den Gleichungen ergibt sich $w_3 = n_3/n_2$. Es können somit die Treffwahrscheinlichkeit w_3 durch Abzählung der Koinzidenzen n_2 und n_3 und in ähnlicher Weise auch die Treffwahrscheinlichkeiten w_1 und w_2 ermittelt werden. Bei einer Koinzidenzanordnung mit mehr als 3 Zählrohren lassen sich die Treffwahrscheinlichkeiten ebensogut auch aus höheren Koinzidenzverhältnissen, z. B. aus n_4/n_3 oder n_5/n_4 bestimmen.

Herr Zeiller und ich[24]) haben in letzter Zeit die Treffwahrscheinlichkeiten unter verschiedenen Bedingungen gemessen und sind dabei zu dem Ergebnis gekommen, daß diese anwachsen:

a) mit der Dicke der schauerauslösenden Bleischicht,

b) mit der Ordnungszahl des schauerauslösenden Elementes,

c) mit der Höhe des zur Messung herangezogenen Koinzidenzbruchs.

Zu a): Die folgenden Zahlen zeigen das Anwachsen der Treffwahrscheinlichkeit mit der Bleidicke:

Bleidicke in cm:	0,2	0,4	0,8	1,6	3,2	6,6
Treffwahrscheinlichkeit:	0,19	0,22	0,29	0,43	0,43	0,48

Dieser für die folgenden Erörterungen wichtige Gang der Treffwahrscheinlichkeit mit der Dicke der Bleischicht findet eine Stütze in der Arbeit von Herrn Hu Chien Shan und Mitarbeitern (a. a. O.), die das Verhältnis der Fünffach- zur Vierfachkoinzidenzzahl wenigstens für zwei Bleidicken bestimmen. Sie finden bei 0,67 cm Pb $n_5/n_4 = 0{,}24$ und bei 1,7 cm Pb $n_5/n_4 = 0{,}45$, also ebenfalls einen recht beträchtlichen Anstieg. Wir können daher aus den obigen Zahlen den Schluß ziehen, daß die Schauer mit wachsender Schichtdicke strahlenreicher werden, wobei allerdings bereits bei etwa 1 cm Pb eine Art Sättigung eintritt. Der Schauer baut sich also in dem Material, in dem er ausgelöst wird, erst schrittweise auf, wie das ja auch durch die Theorie nahegelegt wird. Im einzelnen wird man sich den Vorgang so vorstellen müssen, daß die von den B-Strahlen ausgelösten Elektronen (C-Strahlen) durch Bildung der D-Bremsquanten, die ihre Energie wieder in Elektronenpaare, Compton- und Photoelektronen umsetzen, die Zahl der ionisierenden Strahlen im Schauer vermehren. Das Auftreten einer Grenzdicke von rund 1 cm Pb besagt dabei, daß von dieser Schichtdicke ab die Zunahme der Strahlen durch die Tertiärprozesse kompensiert wird durch die Absorption der Strahlen in dem Material.

Zu b): Die Abhängigkeit von der Atomnummer wird durch die folgenden Zahlen verdeutlicht, die sich auf Schichten mit gleichem $n \cdot Z$ beziehen:

Schauerauslösendes Material	10 cm Al	3,8 cm Fe	3 cm Pb
Treffwahrscheinlichkeit	0,23	0,23	0,42

Die Zahlen besagen, daß die Schauer aus leichtem Material strahlenärmer sind als aus schwerem Material. Auch Hu Chien Shan und Mitarbeiter weisen auf Grund eines Vergleichs von Fünffach- zu Vierfachkoinzidenzzahlen auf diese Abnahme der Strahlenzahl hin. Wahrscheinlich handelt es sich aber nicht nur um eine Abnahme in der Strahlenzahl sondern auch um eine Verschiedenheit in der Winkelverteilung in dem Sinne, daß die Aluminiumschauer weniger divergent sind als die Bleischauer. Dies wird verdeutlicht durch die folgenden von Zeiller[25]) gemessenen Zahlen:

Winkel zwischen den wirksamen Strahlen	12°	25°	35°	50°	60°	70°	80°
1,2 cm Blei (aufgeteilt)	59	42	29	19	14	9,5	9,0
10 cm Aluminium	34	23	12	7,3	4,7	2,5	1,4
Verhältnis	0,58	0,55	0,41	0,38	0,34	0,26	0,18

Die kleine Strahlendivergenz der Aluminiumschauer steht wohl in engem Zusammenhang mit der merklich größeren Energie, welche die Aluminiumschauerstrahlen besitzen, verglichen mit den Bleischauerstrahlen (vgl. Ziffer 5). Es ist auf Grund der obigen Zahlen anzunehmen, daß die Unterschiede in den Treffwahrscheinlichkeiten der Pb- bzw. Al-Schauer desto deutlicher hervortreten, je mehr die zur Abzählung der Koinzidenzen benutzte Anordnung stark divergente Schauerstrahlen voraussetzt.

Zu c): Die Behauptung, daß die Treffwahrscheinlichkeit anwächst, wenn man statt Zweifach- bzw. Dreifachkoinzidenzen höhere Koinzidenzarten zur Berechnung heranzieht, sei durch die folgenden Zahlen belegt[26]):

Koinzidenzenbruch	n_3/n_2	n_4/n_3	n_5/n_4	n_6/n_5
Treffwahrscheinlichkeiten	0,39	0,50	0,64	0,78

[24]) H. Geiger u. O. Zeiller, Zeitschr. f. Phys. **105** (1937), 537.

[25]) Noch nicht veröffentlicht.

[26]) H. Geiger u. O. Zeiller, noch nicht veröffentlicht.

Das Ansteigen der Treffwahrscheinlichkeiten ist in diesem Falle dadurch bedingt, daß eine Koinzidenzanordnung mit vielen Zählrohren die strahlenreichen Schauer bevorzugt erfaßt. Die Treffwahrscheinlichkeit solcher Schauer muß dann auch entsprechend größer sein.

Auf Grund der in dieser Ziffer mitgeteilten Erfahrungen über die Treffwahrscheinlichkeiten soll im folgenden die Koinzidenzkurve Abb. 2 näher diskutiert werden.

9. Diskussion der Koinzidenzkurve

Bei Aufnahme einer Koinzidenzkurve (Abb. 2) sucht man den Zusammenhang zwischen der Schauerhäufigkeit und der Dicke der schauererzeugenden Schicht festzustellen. Dabei wird im allgemeinen angenommen, daß die Koinzidenzzahlen nach Abzug des Nulleffekts ein Maß sind für die Häufigkeit der aus der Schicht kommenden Schauer. Dies ist aber nicht unbedenklich, da nach

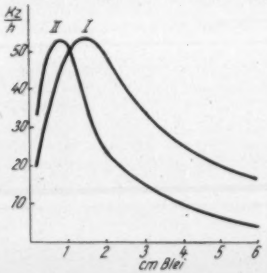


Abb. 8.
I die unmittelbar gemessene,
II die korrigierte Koinzidenzkurve

den Ausführungen von Ziffer 8 die Treffwahrscheinlichkeiten merklich von der Dicke der Bleischicht abhängen, aus der die Schauer kommen. Man wird daher den gesuchten Zusammenhang zwischen Schauerzahl und Bleidicke richtiger erfassen, wenn man zunächst die Treffwahrscheinlichkeiten ermittelt und dann mit ihrer Hilfe die Zahl N der austretenden Schauer für jede Bleidicke nach Ziffer 8 berechnet. Diese N-Werte sind dann als Funktion der Bleidicke aufzutragen.

In Abb. 8 sind unter Benutzung von Zahlen einer früheren Arbeit zwei Kurven eingezeichnet: bei Kurve I sind die unmittelbar gemessenen Zweifachkoinzidenzen nach Abzug des Nulleffekts aufgetragen, bei Kurve II dagegen die berechneten N-Werte in einem solchen Maßstab, daß beide Maxima gleich hoch wurden. Von Kurve II muß angenommen werden, daß sie den Verlauf der Schauerzahlen wesentlich richtiger wiedergibt als Kurve I. Es fällt vor allem die erhebliche Verschiebung des Maximums zu kleineren Bleidicken auf, sowie der steilere Abfall der Kurve nach Überschreiten des Maximums. Einige Folgerungen sollen gezogen werden:

a) Die Feststellung, daß die Treffwahrscheinlichkeit bei größeren Bleidicken praktisch konstant bleibt, bedeutet, daß die dann noch austretenden Schauer sich in ihrer Qualität (Strahlenzahl und Strahlendivergenz) nicht mehr unterscheiden. Die Ordinaten von Kurve II (Abb. 8) nehmen also nicht deshalb ab, weil die Schauer immer strahlenärmer werden, sondern deshalb, weil die auslösende B-Strahlung mit wachsender Bleidicke immer mehr geschwächt wird. Der Kurvenabfall mißt also die Absorbierbarkeit der B-Strahlung und nicht, wie ich es in einer früheren Arbeit als wahrscheinlich hingestellt habe, die Absorbierbarkeit der C-Strahlung.

b) Ein Vergleich der Absorbierbarkeit der B-Strahlen in verschiedenen Materialien (z. B. Blei und Aluminium) durch Aufnahme von Koinzidenzkurven hat nur dann Wert, wenn man sich davon überzeugen kann, daß in beiden Fällen die Treffwahrscheinlichkeit eines Schauers von der Schichtdicke unabhängig ist. Man bedenke, daß sich bei einer Koinzidenzanordnung mit 3 Rohren jede Änderung der Treffwahrscheinlichkeit in der dritten Potenz auswirkt.

c) Wenn man die Absorbierbarkeit der B-Strahlen in ihrer Abhängigkeit vom Material in der Weise bestimmen will, daß man dünne Schichten verschiedenen Materials miteinander vergleicht — etwa solche mit gleichem nZ oder gleichem nZ^2 —, so geht sowohl die Abhängigkeit der Treffwahrscheinlichkeit von der Schichtdicke, wie die Abhängigkeit von der Ordnungszahl als wesentlicher Faktor ein. Jedenfalls ist es nach dem Vorausgehenden höchst unwahrscheinlich, daß in den Fällen, wo eine Koinzidenzanordnung für zwei dünne Schichten verschiedenen Materials die gleichen Koinzidenzzahlen registriert, diese Schichten auch wirklich gleich viel Schauer in der Zeiteinheit emittieren.

d) Nun noch eine Bemerkung über Lage und Bedeutung des Maximums. Wenn wir uns frei machen von der Veränderlichkeit der Treffwahrscheinlichkeit, also statt der Koinzidenzzahlen die daraus errechneten Schauerzahlen auftragen, so rückt das Maximum zu merklich kleineren Bleidicken, und die Schauerstrahlung erscheint damit noch weicher. Man darf aber den Absorptionskoeffizienten (etwa 1,2 cm^{-1} Pb), der den Anstieg der Kurve bestimmt, nicht unmittelbar vergleichen mit dem Koeffizienten (etwa 0,3 cm^{-1} Pb), der sich aus der Absorptionsmessung mit Anordnung Abb. 5 ergeben hatte. Denn die Meßmethodik ist in beiden Fällen sehr verschieden. Kurve Abb. 6 ist nach Art des Meßverfahrens eine Absorptionskurve, wie man sie auch mit einer Ionisationskammer in ähnlicher Weise erhalten hätte. Bei Aufnahme einer Kurve wie Abb. 2 werden dagegen Dreifachkoinzidenzen

abgezählt, wobei die absorbierende Schicht alle drei Zählrohre überdeckt. Nun haben aber Zeiller[27]) und andere gezeigt, daß man in einem solchen Falle einen Absorptionskoeffizienten mißt, der praktisch dreimal größer ist als der wahre. In entsprechender Weise ergibt sich aber auch der Anstieg einer Kurve wie Abb. 2 viel zu steil, wenn man die Intensität der aus dem Blei austretenden Strahlung durch Koinzidenzzählungen bestimmt. Trägt man dieser allein durch das Meßverfahren bedingten Kurvenverzerrung Rechnung, so entnimmt man aus der Koinzidenzkurve für die *C*-Strahlen nahezu denselben Absorptionskoeffizienten wie für die *B*-Strahlen. Dies läßt sich mit den neuen theoretischen Vorstellungen durchaus in Einklang bringen. Außerdem ist die Unstimmigkeit behoben, die bisher zwischen den auf zwei verschiedenen Wegen (Anordnung Abb. 1 bzw. Abb. 5) für die *C*-Strahlen ermittelten Absorptionskoeffizienten bestand.

Der aus der Koinzidenzkurve gewonnene Absorptionskoeffizient der *B*-Strahlung ist selbstverständlich nicht in der gleichen Weise zu korrigieren, da sich ja bei größeren Bleidicken die Qualität der Schauer nicht mehr ändert und somit in diesem Bereich die Koinzidenzzahl der Schauerzahl proportional ist.

10. Zusammenfassung

Experimentelle Grundlagen unserer Kenntnisse über die kosmischen Strahlenschauer. Der für Koinzidenzmessungen wichtige Begriff der Treffwahrscheinlichkeit wird näher erläutert und dabei die Koinzidenzkurve in neues Licht gesetzt. Aus dieser Kurve können nur bei Berücksichtigung der Treffwahrscheinlichkeiten bestimmte Aussagen über die Absorbierbarkeit der Schauerstrahlen und über die Materialabhängigkeit der Schauerauslösung gewonnen werden.

[27]) O. Zeiller, Zeitschr. f. Phys. **96** (1935), 121.

(Eingegangen am 11. Oktober 1937)

Theoretische Gesichtspunkte zur Untersuchung der Ultrastrahlung

Von H. Euler, Leipzig

Mit 10 Abbildungen im Text

Inhalt: I. Zusammenstellung der wichtigsten theoretisch bekannten Prozesse. 1. Anhaltspunkte über die Gültigkeit der Strahlungstheorie aus den neuen Messungen von Blackett und Wilson, Neddermeyer und Anderson. 2. Die theoretischen Elementarprozesse. 3. Das Zusammenwirken der Elementarprozesse. — II. Anwendung der gewonnenen Vorstellungen. 1. Wilsonaufnahmen; 2. Zählrohr- und Ionisationsexperimente; 3. die Messungen von Pfotzer und Millikan in der Atmosphäre; 4. die Hoffmannschen Stöße, soweit das heute schon möglich ist.

Die für die Ultrastrahlung charakteristische Erscheinung ist der Schauer, d. h. ein Vorgang, bei dem aus einem Teilchen viele andere entstehen, und durch den die Verwandlung der Strahlung in der Atmosphäre bewirkt wird. Das Verständnis der Schauer hat der Theorie noch vor einem Jahr große Schwierigkeiten bereitet: Man konnte zwar Prozesse beschreiben und berechnen, in denen ein Elektron durch Ionisierung Energie verliert, auch noch solche Vorgänge, in denen ein Teilchen seine Energie auf zwei verteilt durch Bremsstrahlung eines Elektrons oder durch Paarbildung aus einem Lichtquant, nicht aber Vorgänge, bei denen aus einem Teilchen gleich viele entstehen.

In dieser Richtung sind nun im letzten Jahr erhebliche Fortschritte erzielt worden, auf zweierlei Wegen: Einmal hat man einen großen Teil der Schauerphänomene verstehen und quantitativ beherrschen gelernt auf Grund der Vorstellung, daß mehrmals hintereinander die bekannten Prozesse der Energie-Zweiteilung stattfinden. Zweitens hat man die Möglichkeit eines neuen Prozesses kennen gelernt, bei welchem ein Teilchen an einem anderen bis zu Hunderten von Sekundären erzeugen kann. Die erste Möglichkeit der „Schauer durch Multiplikation" wurden von Carlson und Oppenheimer[1]), Bhabha und Heitler[2]) diskutiert, auf die zweite Möglichkeit der „Schauer durch Explosion" hat Heisenberg[3]) hingewiesen.

Bevor wir unter den neuen Gesichtspunkten die Experimente diskutieren, werden wir über die Gültigkeit der bei dieser Diskussion angewandten Strahlungstheorie aus den neuen Messungen von Blackett und Wilson[4]), Neddermeyer und Anderson[5]) einige Anhaltspunkte entnehmen.

I. Zusammenstellung der wichtigsten theoretisch bekannten Prozesse

1. Anhaltspunkte über die Gültigkeit der Strahlungstheorie aus den neuen Messungen von Blackett und Wilson, Neddermeyer und Anderson

Blackett und Anderson[6]) haben den Energieverlust gemessen, den die energiereichen ionisierenden Teilchen der kosmischen Strahlung in einer dünnen Absorberschicht erfahren. Sie beobachteten die magnetische Krümmung der Bahnen vor und nach dem Durchgang durch eine in die Wilsonkammer eingebaute Platte. Es zeigt sich zunächst, daß die Teilchen ungefähr ihre halbe Energie verlieren auf $^1/_4$ cm Pb, solange ihre Energie kleiner ist

[1]) J. F. Carlson u. J. R. Oppenheimer, Phys. Rev. **51** (1937), 220.
[2]) H. J. Bhabha u. W. Heitler, Proc. Roy. Soc. A **159** (1937), 432.
[3]) W. Heisenberg, Zeitschr. f. Phys. **101** (1936), 533.
[4]) P. M. S. Blackett u. J. G. Wilson, Proc. Roy. Soc. A **160** (1937), 304.
[5]) S. H. Neddermeyer u. C. D. Anderson, Phys. Rev. **51** (1937), 884.
[6]) Vgl. Anmerkungen 4 u. 5.

als $3 \cdot 10^8$ Volt. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit der Strahlungstheorie, welche behauptet, daß alle Elektronen oder Positronen oberhalb etwa 10^7 Volt den eben angegebenen Energieverlust durch Ausstrahlung von Bremslichtquanten erleiden. Das überraschende Resultat von Blackett und Wilson, Neddermeyer und Anderson besteht nun in der Entdeckung, daß oberhalb $3 \cdot 10^8$ Volt die Bremsstrahlung praktisch aussetzt, daß also fast alle schnellen Teilchen ungebremst durch den Absorber gehen.

Dieses Resultat wird nun von den beiden Autoren in verschiedener Weise interpretiert[7]). Blackett und Wilson nehmen an, daß für Elektronen oberhalb einer bestimmten Energie die Strahlungstheorie nicht mehr gültig sei. Neddermeyer und Anderson dagegen sprechen die Vermutung aus, daß Elektronen und Positronen immer der Theorie entsprechend strahlen, daß aber die Teilchen oberhalb $3 \cdot 10^8$ Volt in ihrer überwiegenden Mehrzahl gar keine Elektronen seien, sondern daß es sich hier um eine neue Teilchenart handle, deren Masse zwischen dem dreifachen der Elektronenmasse und dem dritten Teil der Protonenmasse liege[8]). Zwischen den beiden Annahmen von Blackett und Anderson ist eine experimentelle Entscheidung möglich durch die Messung von Einzelheiten, in denen sich aber vorläufig die amerikanischen und die englischen Ergebnisse widersprechen: Wenn die Neddermeyer-Andersonsche Hypothese zu Recht besteht, müssen die Teilchen einer bestimmten Energie zwei verschiedene Gruppen von Energieverlusten zeigen, weil sie aus leichten und schweren Elektronen gemischt sind. Anderson findet nun in der Tat eine solche Gruppierung der Energieverluste, Blackett kann sie dagegen vorläufig nicht bestätigen.

Sollte sich die Annahme von Neddermeyer und Anderson als richtig erweisen, so könnte man sich den Einbau ihrer neuen Teilchenart in eine zukünftige Theorie nach Heisenberg etwa folgendermaßen vorstellen:

Gerade so wie die Quantenmechanik des Atomkerns mehrere diskrete Zustände verschiedener Energie für den Kern gibt, von denen einige stabil, andere instabil sind, ebenso könnte eine zukünftige Quantentheorie der Felder mehrere Feldquanten verschiedener Ruhenergie liefern, darunter einige stabile wie die Protonen und Elektronen, andere instabile wie die Neddermeyer-Andersonschen Teilchen und eventuell noch viele andere verschiedener Ruhmassen.

[7]) Daß es sich bei den energiereichen Teilchen $> 3 \cdot 10^8$ Volt um Protonen handelt, welche auch nach der Theorie nicht strahlen würden, kann ausgeschlossen werden.

[8]) Für die neue Teilchenart wird die Strahlungstheorie als gültig angenommen, welche eine schwache Strahlung umgekehrt proportional zum Quadrat der Masse verlangt.

Man muß also hier die Entscheidung der weiteren Messungen Blacketts und Andersons abwarten. Vorläufig werden wir nur als sicher voraussetzen, was beiden gemeinsam ist und mit Vorbehalt die Folgerungen betrachten, in denen sie sich widersprechen: Das heißt wir werden es als sicher annehmen, daß wir eine strahlungsfähige und eine nichtstrahlungsfähige ionisierende Teilchenart unterscheiden müssen, und daß die strahlungsfähigen Teilchen Elektronen und Positronen sind, für welche die Gesetze der Strahlungstheorie gelten. Die nichtstrahlungsfähige Teilchenart werden wir im wesentlichen mit Augers[9]) „harter Komponente"[10]) identifizieren, welche definiert ist durch diejenigen ionisierenden Teilchen, welche mehr als 10 cm Pb durchdringen können, und die strahlungsfähigen Teilchen mit Augers „weicher Komponente", welche von 10 cm Pb zurückgehalten wird[11]).

Während wir also hoffen dürfen, die Gesetze der weichen Komponente auf Grund der Strahlungstheorie zu verstehen, können wir über die harte Komponente theoretisch noch sehr wenig aussagen. Wir wissen nichts Sicheres darüber, ob sie aus Elektronen und Positronen besteht, welche nicht in normaler Stärke strahlen können, wie Blackett annimmt, oder ob sie mit der neuen Andersonschen Teilchenart identisch ist und wir können daher auch nichts über ihr Absorptionsgesetz voraussagen.

2. Die theoretischen Elementarprozesse

Die Einzelprozesse, die wir nun theoretisch erwarten, sind in Abb. 1—3 zusammengestellt. Die erste Figur (*1*) zeigt den Energieverlust als Funktion der Energie, den Elektronen und Positronen hoher Energie durch Bremsstrahlung erleiden. In diesem Prozeß trifft ein Elektron auf einen Atomkern und gibt ein Lichtquant ab, ähnlich wie wir es von der Röntgenstrahlung her kennen[12]). Hierdurch verliert das Elektron im Mittel 70 v. H. seiner Energie auf Strecken von ungefähr $^1/_2$ cm Pb, $^1/_2$ m Wasser oder $^1/_2$ km Luft. Diese Strecke ist für jedes Material als Längeneinheit in der Abbildung

[9]) P. Auger, L. Leprince-Ringuet, P. Ehrenfest jr., Journ. Phys. Rad. **2** (1936), 58.

[10]) Von jeder dieser beiden Komponenten müssen wir ein ganzes Energiespektrum annehmen.

[11]) Die Trennung der strahlungsfähigen Teilchen von den nicht-strahlungsfähigen kann durch Augers empirische Definition nicht viel genauer als mit 20—25 v. H. durchgeführt werden, weil einerseits selbst 10 cm Pb noch Bruchteile strahlungsfähiger Teilchen durchlassen, andererseits die nicht-strahlungsfähigen Teilchen doch immer wieder strahlungsfähige Teilchen erzeugen, wie man z. B. aus Ehmerts Bodensee-Messungen oder aus den Steinke-Schindlerschen Übergangseffekten hinter mehr als 10 cm Pb weiß.

[12]) Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das hierbei emittierte Lichtquant im Frequenzbereich ν, $\nu + d\nu$ liegt, ist proportional zu $d\nu/\nu$.

benutzt. Da sie für die Strahlungsprozesse charakteristisch ist, werden wir sie im folgenden als „Strahlungseinheit"[13]) bezeichnen.

Die punktierte Kurve in Abb. 1 zeigt den Energieverlust, den ein hartes Lichtquant durch Paarbildung erleidet. Hierbei trifft das Lichtquant nach Durchlaufen einer Strahlungseinheit (mit der Wahrscheinlichkeit 0,6 pro Strahlungseinheit) auf einen Atomkern und verwandelt sich in ein Elektron und ein Positron.

Die nächste Figur (2) gibt in roher Mittelbildung den Energieverlust pro Strahlungseinheit, den ein Elektron hoher Energie durch Ionisierung in verschiedenen Materialien erleidet. Durch Vergleich dieser Abbildung mit der vorhergehenden sieht man, daß es in jedem Material eine bestimmte Energie gibt, unterhalb der der Ionisierungsverlust die Ausstrahlung überwiegt.

Diese Energie wollen wir die „Ionisierungsgrenze" des betreffenden Materials nennen. Sie beträgt $\sim 10^7$ e-Volt in Pb, $6 \cdot 10^7$ Volt in Al, $1{,}5 \cdot 10^8$ Volt in Luft und Wasser. Der Grund für Verschiedenheit der Ionisationsgrenze in verschiedenen Materialien liegt darin, daß die Strahlungsprozesse mit dem Quadrat der Kernladung anwachsen, während sich die Ionisierungsverluste pro Atom nur linear mit der Kernladung verändern; die Ionisierungsgrenzen verschiedener Materialien verhalten sich daher ungefähr wie die reziproken Werte der Atomnummer.

Tab. 1 faßt (nach Bhabha und Heitler) noch einmal die Resultate für die Einzelprozesse der Bremsstrahlung, Paarbildung und Ionisierung zusammen.

Tabelle 1

$l = 1$: „Strahlungseinheit" $\approx$ Strecke, auf der eine Energie-Zweiteilung durch Strahlung stattfindet.
E_j = „Ionisierungsgrenze" $\approx$ Energie, unterhalb der der Ionisierungsverlust die Strahlungsvermehrung überwiegt.

	Pb	Fe	Al	H_2O	Luft
$l = 1$ für	0,4	1,4	7,8	34	27500 cm
$E_j = \frac{\partial E}{\partial l} =$	10^7	$3 \cdot 10^7$	$6 \cdot 10^7$	$1{,}5 \cdot 10^8$	$1{,}5 \cdot 10^8$ Volt

Ihre erste Zeile gibt für jedes Material die Strahlungseinheit an, d. h. die Strecke, auf der ein Elektron ein Lichtquant seiner eigenen Größenordnung abspaltet (genauer 70 v. H. seiner Energie durch Strahlung verliert) und auf der ein Lichtquant (mit der Wahrscheinlichkeit 0,6) ein Paar erzeugt. Die zweite Zeile enthält die Ionisierungsgrenzen, d. h. die Energie oberhalb der die Ionisierung gegenüber der Ausstrahlung vernachlässigt werden kann, und unterhalb der das Elektron durch Ionisierung auf einer Strahlungseinheit stecken bleibt (oder was dasselbe ist, den Ionisierungsverlust pro Strahlungseinheit).

Die bisher betrachteten Prozesse beruhen alle auf den elektromagnetischen Kräften. Sie waren Einfachprozesse, d. h. ein Lichtquant erzeugte an einem Kern nur ein Paar. Es wäre nun zunächst denkbar, daß die elektromagnetischen Kräfte auch zu Mehrfachprozessen führen, d. h. zu Prozessen, in denen z. B. ein Lichtquant an einem Atomkern eine ganze Reihe von Paaren erzeugt.

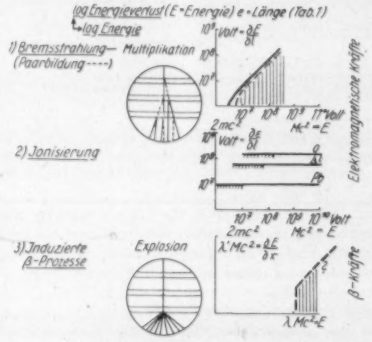


Abb. 1—3. Theoretischer Energieverlust eines Teilchens durch verschiedene Einzel-Prozesse

Die Strahlungstheorie gibt aber für diese Mehrfachprozesse eine so geringe Wahrscheinlichkeit an, daß sie praktisch kaum in Betracht kommen sollten.

Der Grund für dieses Verhalten liegt darin, daß die Stärke der elektromagnetischen Wechselwirkung durch die dimensionslose Konstante $\frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$ charakterisiert ist, so daß die Wahrscheinlichkeit der höheren Mehrfachprozesse durch die höheren Potenzen von $\frac{1}{137}$ gegeben ist. Dies würde jedoch anders sein bei den in der Fermischen Theorie beschriebenen Kräften des β-Zerfalls, deren Stärke durch eine Konstante von der Dimension einer Länge bestimmt wird: die Häufigkeit der höheren Mehrfachprozesse wird dann das Verhältnis dieser universellen Länge zur Wellenlänge der Teilchen in höheren Potenzen enthalten; d. i. eine Wechselwirkung, deren Theorie eine universelle Länge enthält, kann nach Heisenberg[3]) zu explosionsartigen Mehrfachprozessen führen, sobald die Energie des stoßenden Teilchens so groß wird, daß seine Wellenlänge die universelle Länge unterschreitet. Man wird dann erwarten können, daß die Wellenlängen der bei

[13]) Der reziproke Wert dieser Strecke ist annähernd proportional zu $\frac{\varrho \cdot Z^2}{A}$, ϱ = Dichte, A = Atomgewicht, Z = Atomnummer.

einer solchen Explosion entstehenden Teilchen von der Größenordnung der universellen Länge sind.

Wenn eine solche Theorie wirklich von prinzipieller Bedeutung ist, so dürfte sie auch die Eigenschaft haben, daß aus ihr die Ruhmassen der Teilchen folgen, da man ja kaum annehmen kann, daß sämtliche Massen der Elementarteilchen unabhängige Konstanten sind. Dann wäre allerdings zu vermuten, daß bei den oben besprochenen Explosionsprozessen Teilchen aller Arten sich in alle anderen verwandeln können.

3. Das Zusammenwirken der Elementarprozesse

Bevor wir nun die von den beiden Wechselwirkungen des β-Zerfalls und der Lichtstrahlung hervorgerufenen Erscheinungen vergleichen, müssen wir eine Arbeit von Carlson u. Oppenheimer und von Bhabha u. Heitler besprechen, in der das Zusammenwirken der Strahlungsprozesse untersucht wird. Wir machen also jetzt keine neuen physikalischen Annahmen, sondern treiben nur mit Bhabha und Heitler, Carlson und Oppenheimer Statistik über die einmal angenommenen Wirkungsquerschnitte (Tab. 1) für Paarbildung, Bremsstrahlung und Ionisierung.

Diese Autoren fragen, was geschieht, wenn ein Elektron, das der Strahlung unterworfen ist, auf eine Bleiplatte trifft. Dann wird es nach der ersten Strahlungseinheit seine halbe Energie an ein Eremslichtquant gleicher Größenordnung abgeben; das Lichtquant wird sich nach einer weiteren Strahlungseinheit in ein Paar verwandeln; dieses wird wieder Bremsquanten erzeugen, die ihrerseits wieder Paare bilden, und so wird aus der Platte ein kleiner Schauer von Elektronen, Positronen und Lichtquanten herauskommen[14]) (Abb. 1). Eine ähnliche Wirkung wird ein Lichtquant auslösen. Die elektromagnetischen Kräfte können also Schauer durch sukzessive „Multiplikation" bilden, während vielleicht die β-Zerfallskräfte Schauer durch „Explosion" erzeugen.

Abb. 4[15]) zeigt das numerische Ergebnis der Bhabha-Heitlerschen Statistik. Sie gibt die mittlere Zahl der Positronen + Elektronen an, in welche sich ein Elektron oder Positron verwandelt, das auf eine Bleiplatte trifft[16]). (Ein Lichtquant ruft annähernd dieselbe Verteilung hervor, wenn seine Energie mehr als 10^8 Volt und wenn die Bleidicke mehr als 1 cm beträgt.) Für eine Anfangsenergie von $5{,}5 \cdot 10^8$ Volt wächst die Zahl der Teilchen bis zu etwa 1,6 cm Blei auf 5[17]) an, um dann infolge der Ionisationsverluste wieder abzunehmen. Die Teilchenzahl zeigt also als Funktion der Bleidicke einen ähnlichen Verlauf wie die Rossischen Dreifachkoinzidenzen.

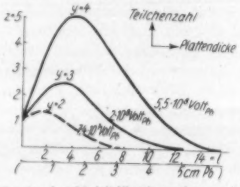


Abb. 4. Größe der Multiplikationsschauer als Funktion der Schichtdicke für einige (niedrige) Anfangsenergien
z = Teilchenzahl
l = Plattendicke (Tab. 1)
E = Energie
$y = \log \frac{E}{E_j}$ (E_j vgl. Tab. 1)

Um das Ergebnis der Rechnung von Pb auf ein anderes Material zu übertragen, ist es nur notwendig, Längen in Strahlungseinheiten und Energien in Ionisierungseinheiten des betreffenden Materials zu messen und entsprechende Werte zu übertragen. Denn ein Elektron kann so lange seine Energie durch Strahlung teilen, bis die Teile die Ionisierungsgrenze erreichen, unterhalb der sie auf

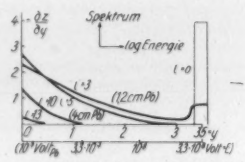


Abb. 5. Spektrum der Elektronen und Positronen, welches aus einem Teilchen hinter verschiedenen Schichten durch Multiplikation erzeugt wird
E = Energie
$y = \log \frac{E_j}{E}$ (E_j vgl. Tab. 1)
$\frac{\partial z}{\partial y}$ = Teilchenzahl pro log Energie
l = Plattendicke (vgl. Tab. 1)

einer Strahlungseinheit stecken bleiben. Und da die Teilung oberhalb der Ionisierungsgrenze energieunabhängig erfolgt, hängt der Grad der Strahlungs-

[14]) Diese Beschreibung gilt natürlich nur im groben Mittel. In Wirklichkeit erzeugt das Elektron dauernd ein ganzes Spektrum von Lichtquanten, die wieder Paare bilden usw., wie es in den Rechnungen berücksichtigt ist.

[15]) H. J. Bhabha u. W. Heitler, a. a. O.

[16]) Die relative Schwankung um diese mittlere Zahl ist nach Furry 1 [Phys. Rev. **52** (1937), 569]: Die Wahrscheinlichkeit dafür, mehr als n Teilchen zu finden, wenn im Mittel z herauskommen, ist von der Größenordnung $\omega \sim \left(1 - \frac{1}{z}\right)^{n-1}$, also für $z \gg 1$, $n \gg 1$, $n \ll z^2$: $\omega \sim e^{-\frac{n}{z}}$.

[17]) $5 \approx \frac{1}{10} \frac{5{,}5 \cdot 10^8 \text{ Volt}}{10^7 \text{ Volt}}$. Allgemein ist die von der maximalen Schicht erzeugte Teilchenzahl: $Z_m \approx \frac{1}{8} \frac{E}{E_j}$ (Z_m = maximale Teilchenzahl, E = Anfangsenergie, E_j = Ionisierungsgrenze).

vermehrung nur vom Verhältnis der Anfangsenergie zur Ionisierungsgrenze des betreffenden Materials ab. Z. B. erzeugt ein Elektron von $2 \cdot 10^8$ Volt in einer Bleiplatte von 1 cm dieselbe mittlere Zahl von 2,3 Teilchen wie ein Elektron von $1{,}2 \cdot 10^9$ Volt in einem Block von 20 cm Aluminium.

Das Resultat der Bhabha-Heitlerschen Untersuchungen soll noch einmal in Abb. 5 zusammengefaßt werden, welche die Spektren ionisierender Teilchen angibt, in die ein Elektron oder Positron von $3{,}3 \cdot 10^8$ Volt zerstückelt wird[18]).

II. Anwendung der gewonnenen Vorstellungen

1. Wilsonaufnahmen

Eine direkte Entscheidung darüber, wieweit man nun die wirklichen Schauer durch Bhabha-Heitlersche Multiplikationen verstehen kann, und wieweit sie möglicherweise Heisenbergsche Mehrfachprozesse sind, ist durch ein schönes Experiment möglich, über das Fussell berichtet. Fussell hat mehrere Bleiplatten (0,6 cm, 0,6 cm, 0,07 cm) in die Wilsonkammer eingebaut. Er beobachtet nun, daß die Mehrzahl aller Schauer entsteht, indem ein Teilchen sich in der ersten Platte verdoppelt, in der zweiten wieder verdoppelt und in der dritten weiter vermehrt. Dies bedeutet also, daß die Mehrzahl aller Schauer durch „Multiplikationen" entstehen. In 3 von 900 Fällen aber findet er Aufnahmen, in denen ein Teilchen in einer Bleiplatte einen Schauer von „zahlreichen" Sekundären erzeugt. Einige pro Mill- seiner Schauer sind also möglicherweise „Explosionen"[19]).

(Ein Drittel aller Schauer-auslösenden Teilchen waren ionisierend, d. h. sie waren auch vor der ersten Bleiplatte zu sehen. Die mittlere Vermehrung der Zahl ionisierender Teilchen in der zweiten Platte betrug 1,7).

Ein interessanter Zug der Fussellschen Ergebnisse liegt darin, daß er in allen drei Explosionsschauern neben zahlreichen normal ionisierenden Teilchen einige stark ionisierende Spuren findet, die wir auch in Andersons Aufnahmen (Abb. 6) sehen. Diese Spuren langsamer schwerer Teilchen können auf Grund der gewöhnlichen elektrodynamischen Prozesse unmöglich verstanden werden. Sie zeigen vielmehr deutlich, daß hier die Kernkräfte eine Rolle spielen, daß also eine Verbindung dieser Spuren mit Explosionen durchaus möglich ist.

Im Gegensatz zu Abb. 6, die wir sicher nicht als Strahlungsprozeß deuten können, stellt die Aufnahme Abb. 7 von Anderson eine typische

Abb. 6. Kernzertrümmerung [nach C. D. Anderson und S. H. Neddermeyer, Phys. Rev. **50** (1936), 263]

Abb. 7. Multiplikation in 0,35 cm Pb [nach C. D. Anderson und S. H. Neddermeyer, Phys. Rev. **50**, (1936), 263]

Strahlungsmultiplikation nach Bhabha-Heitler und Carlson-Oppenheimer dar. Der aus der Kammerwand kommende Schauer vermehrt seine Teilchenzahl in der Bleiplatte von 0,35 cm, wie es den Strahlungsvorgängen entspricht.

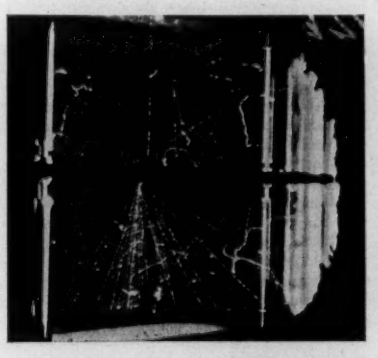


Abb. 8. Schauer aus 1,3 cm Pb [nach E. C. Stevenson und J. C. Street, Phys. Rev. **49** (1936), 426]

Die Frage, ob der primäre Schauer der Abb. 7 durch Multiplikation oder durch Explosion entstanden ist, ist schwer zu beantworten. Man muß, um hier und bei den andern schönen Schauerbildern von Anderson und Neddermeyer, Stevenson und Street (Abb. 8) genauer zu sehen, die

[18]) Um das Spektrum zu erhalten, das ein Teilchen geringerer Energie erzeugt, braucht man nur die logarithmische Energieskala der Abb. 5 um den Logarithmus des Verkleinerungsverhältnisses nach rechts zu schieben.

[19]) Die Zahl H der pro Minute pro Quadratzentimeter in 0,6 cm Pb erzeugten Multiplikationsschauer von mehr als N Teilchen ist, wenn man das von Heitler und Nordheim aus der Pfotzerkurve berechnete Elektronenspektrum $\left(\frac{dE}{E^{2,5}} \text{ für } E > 1{,}5 \cdot 10^8 \text{ eV; Kap. II, 3}\right)$ und die Furrysche Schwankungsformel benutzt:

$N =$	1	10	20	30	50	100	200
$H \approx$	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2} \cdot 10^{-2}$	$\frac{1}{2} \cdot 10^{-3}$	10^{-4}	$2 \cdot 10^{-5}$	$\frac{1}{2} \cdot 10^{-6}$	10^{-9}

Veröffentlichung der Aufnahmen mit einer Fächerkammer abwarten.

2. Zählrohr- und Ionisationsexperimente

Nach den eben besprochenen Ergebnissen wird man nun erwarten, die Mehrzahl der Sekundärwirkungen der weichen Komponente der Ultrastrahlung auf Grund der Strahlungsmultiplikationen zu verstehen. In der Tat ist ja auch schon seit längerer Zeit die Mehrzahl der Zählrohr- und Ionisationsexperimente von Geiger[20]) auf Grund der elektrodynamischen Strahlungsprozesse erklärt worden, weil diese Effekte sich in wenigen Zentimetern Pb verwandeln, und weil sie zum Teil annähernd mit dem Quadrat der Atomnummer variieren. Die genaueren Züge dieser Experimente kann man darstellen, wenn man die Strahlungsprozesse in der kontinuierlichen Weise von Carlson-Oppenheimer und Bhabha-Heitler aneinanderfügt. Eine Reihe von Erscheinungen kann dann auf Grund der verschiedenen Ionisierungsgrenzen verschiedener Materialien (Tab. 1), d. h. auf Grund der Tatsache verstanden werden, daß die strahlenden Teilchen in Pb ihre Energie so lange teilen, bis die Elektronen und Positronen die Grenzenergie von 10^7 Volt erreicht haben, unterhalb der sie durch Ionisierung stecken bleiben, während im Al die Strahlungsteilung nur bis zu $6 \cdot 10^7$ Volt herab erfolgt. Daher kommen aus Aluminium härtere Strahlen heraus als aus Pb, wie Chien Shan[21]) bemerkt; aus einer Bleiplatte aber kommen strahlenreichere Schauer heraus als aus (einer strahlungsäquivalenten Schicht) Aluminum, wie Professor Geiger im vorhergehenden Vortrag berichtete.

Ferner folgen aus den verschiedenen Ionisierungsgrenzen der verschiedenen Materialien einige der Übergangseffekte, die mit der Ionisationskammer von Steinke und Schindler[22]) beobachtet wurden: Setzt man hinter eine Al-Schicht eine Pb-Platte, so können die aus dem Aluminium kommenden Elektronen und Positronen von $6 \cdot 10^7$ Volt in Blei ihre Energie noch weiter teilen bis zu 10^7 Volt herab. Setzt man aber hinter ein Bleischicht Aluminium, so werden darin (schon in der ersten Strahlungseinheit) alle aus dem Pb kommenden Elektronen und Positronen zwischen 10^7 und $6 \cdot 10^7$ Volt durch nahezu reine Ionisierungsabsorption stecken bleiben. Blei hinter Aluminium vermehrt also zunächst die Teilchenzahl und damit die Ionisation, Aluminium hinter Pb aber vermindert sie, wie es in der Tat von Steinke und Schindler hinter Schichten von weniger als 10 cm Pb oder 30 cm Al beobachtet wurde. Die Übergangseffekte hinter größeren Schichten beruhen auf Sekundärwirkungen der harten Komponente und können daher heute noch nicht erklärt werden.

Aus dem eben betrachteten Zusammenwirken der Strahlungsteilung mit den Ionisationsverlusten folgt ferner, wie eine Rechnung von Heitler[23]) zeigt, daß die Absorption der in den Schauern wirksamen Strahlen, die von Rossi und Zeiller gemessen wurde, annähernd massenproportional erfolgt, ebenso die von Auger[24]) gemessene direkte Absorption der weichen ionisierenden Komponente der Strahlung aus der Luft.

Eine quantitative Darstellung der verschiedenen Absorptions- und Übergangskurven auf Grund der Multiplikationstheorie ist (hinter weniger als 10 cm Pb) ganz leidlich in Übereinstimmung mit der Erfahrung möglich, wenn man für die ionisierende weiche Strahlung ein Spektrum annimmt, welches unterhalb von $^1/_3$ bis 2 mal 10^8 Volt nur langsam variiert, und dann nach größeren Energien derart abfällt, daß bei 10^9 Volt nur noch ein geringer Bruchteil vorhanden ist[25]).

Experimentelle Messungen des Spektrums der Elektronen und Positronen sind leider gerade in diesem Gebiet um 10^8 Volt nicht mit Genauigkeit vorhanden.

3. Die Messungen von Pfotzer und Millikan in der Atmosphäre

Eine theoretische Ableitung des Spektrums der an der Erdoberfläche einfallenden weichen Strahlung ist nur möglich auf Grund einer Theorie der Entstehung dieser weichen Strahlung. Eine Theorie der Entstehung der weichen Strahlung in der Atmosphäre kann allerdings nicht mit derselben Sicherheit gegeben werden wie die Theorie ihrer Sekundärwirkungen, solange nicht zwischen den Messungen von Neddermeyer und Anderson einerseits und Blackett und Wilson andererseits entschieden ist. Wenn wir uns aber nun für einen Augenblick auf den Standpunkt Andersons stellen, d. h. annehmen, daß auch schnelle Elektronen strahlen können, daß aber schnelle Elektronen nur selten auf der Erdoberfläche vorkommen (oder unter Beibehaltung der Theorie Blacketts annehmen, daß die Strahlungsfähigkeit der Elektronen in Luft erst oberhalb 5 bis 10×10^8 eV aussetzt), erhalten wir das folgende Bild der Entstehung der weichen Komponente in der Atmosphäre, das von Heitler[26]) und Nordheim[27]) gegeben wurde:

[20]) H. Geiger, Vorhergehender Vortrag.

[21]) Chien Shan, B. B. Kisilbasch, D. Ketiladge, Proc. Roy. Soc. Lond. A **161** (1937), 95.

[22]) H. Schindler, Zeitschr. f. Phys. **72** (1931), 126; E. G. Steinke u. H. Schindler, Zeitschr. f. Phys. **75** (1932), 115.

[23]) W. Heitler, Nature **140** (1937), 235.

[24]) P. Auger, L. Leprince-Ringuet, P. Ehrenfest jr., Journ. Phys. Rad. **2** (1936), 58.

[25]) Das Spektrum der Lichtquanten scheint bis zu niedrigeren Energien $\sim 10^6$ Volt anzuwachsen, wie man aus den von Geiger berichteten Rückstrahleffekten schließen muß.

[26]) W. Heitler, Proc. Roy. Soc. London A **161** (1937), 261.

[27]) L. Nordheim, Phys. Rev. **51** (1937), 1110.

Abb. 9, die einer Arbeit von Heitler entnommen ist, zeigt die Intensität der kosmischen Strahlung als Funktion der Höhe über die Erdoberfläche nach den Messungen von Regener und Pfotzer. Die punktierte Kurve zeigt dieselbe Intensität nach Abzug der harten Komponente[28]), d. h. nach Abzug desjenigen Anteils, der mehr als 10 cm Pb durchdringt. Die Kurve des weichen Anteils steigt vom Gipfel der Atmosphäre aus in den ersten 10 cm Quecksilber zu einem Maximum an, um dann bis zur Erdoberfläche sehr stark abzufallen. Heitler und Nordheim erklären diese Kurve, indem sie annehmen, daß am Gipfel der Atmosphäre eine Strahlung von Elektronen und Positronen einfällt (Lichtquanten würden ähnliche Wirkungen hervorrufen), welche sich in den ersten Luftschichten multipliziert und dann nach weiterer Teilung stark durch Ionisation absorbiert wird. Da aber nur solche Elektronen das Magnetfeld der Erde in unseren Breiten durchdringen können, deren Energie $3 \cdot 10^9$ Volt übertrifft, müssen sie annehmen, daß so schnelle Elektronen strahlen können, was mit der Annahme von Anderson im Einklang wäre (mit der Annahme von Blackett aber nur, wenn die Strahlungsfähigkeit der Elektronen in Luft erst weit oberhalb dieser Energien aussetzt). Die Andersonschen schweren Elektronen würden dann als harte Komponente erscheinen, welche in der Stratosphäre hinter den multiplizierten Elektronen zurücktritt, aber an der Erdoberfläche über die weichen stark absorbierten Elektronen um einen Faktor 3 überwiegt, und im Bodensee zusammen mit den von ihr dauernd erzeugten Sekundären als einzige Wirkung übrig bleibt[29]).

Heitler und Nordheim berechnen nun das Spektrum der am Gipfel der Atmosphäre einfallenden Elektronen, welche gerade die Pfotzersche Verteilung der weichen Intensität durch Multiplikation erzeugen würden. Sie finden eine Energieverteilung, die bei $3 \cdot 10^9$ Volt beginnt und dann nach einem Potenzgesetz (mit dem Exponenten -2 bis -3) zu höheren Energien abfällt. Sie prüfen dieses Spektrum durch die Berechnung des Intensitätsverlaufs am Äquator. Am Äquator kann nur der Teil des Spektrums wirksam sein, der oberhalb $2 \cdot 10^{10}$ Volt liegt, weil die langsameren Elektronen und Positronen dort die magnetischen Kraftlinien der Erde nicht durchkreuzen können. Daher würde die Intensität der weichen Strahlung am Äquator geringer und ihr Maximum könnte erst nach dickeren Schichten eintreten, wie es die untere gestrichelte Kurve der Abb. 9 zeigt. Diese Äquatorintensität stimmt nun gut mit den Messungen Millikans überein, was als Argument für die Richtigkeit der Heitler-Nordheimschen Annahmen angesehen werden kann.

Aus dem Heitler-Nordheimschen Spektrum, das oben am Gipfel der Atmosphäre einfällt, folgt dann durch Zerteilung das Spektrum, das nach Durchdringung der Atmosphäre an der Erdoberfläche ankommt. Es fällt oberhalb der Ionisierungsgrenze der Luft, also oberhalb $1{,}5 \cdot 10^8$ Volt nach

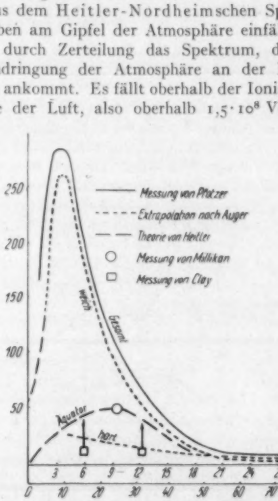


Abb. 9
Variationen der kosmischen Strahlung in der Atmosphäre
[W. Heitler, Proc. Roy Soc. A. **161** (1937), 261]

einem Potenzgesetz $\sim dE/E^{2,3}$ ab und enthält unterhalb $1{,}5 \cdot 10^8$ Volt nur die wenigen Elektronen, die aus dem letzten $^1/_3$ km Luft stammen, ist also mit dem aus den Übergangseffekten an der Erdoberfläche geschätzten Spektrum in qualitativer Übereinstimmung. Eine weitere theoretische Aufgabe wäre es, mit diesem Spektrum die exakten Übergangskurven zu berechnen[30]).

4. Die Hoffmannschen Stöße

Es scheint also, daß wir die Sekundärwirkungen der weichen Strahlung auf der Erde mit ziemlicher Sicherheit auf Grund der Strahlungsprozesse

[28]) Die harte Komponente ist nur bis zum Jungfraujoch hinauf von Auger gemessen und höher hinauf extrapoliert. Doch würde ein Fehler dieser Extrapolation selbst von 100 v. H. die aus ihr gezogenen Folgerungen praktisch nicht verändern.

[29]) A. Ehmert, Zeitschr. f. Phys. **108** (1937), 751.

[30]) Das begleitende Spektrum der Lichtquanten würde theoretisch bei den hohen Energien $> 2 \cdot 10^8$ Volt von derselben Größenordnung sein wie das der Elektronen und Positronen, aber bei niedrigen Energien weiter bis zu etwa 10^6 Volt herab anwachsen, weil die Lichtquanten nicht wie die Elektronen unterhalb $1{,}5 \cdot 10^8$ Volt durch Ionisierung stecken bleiben, sondern nur durch Comptoneffekt verkleinert werden und erst beim Einsetzen des Photoeffekts unterhalb $\sim 10^6$ Volt verschwinden. Hiermit können vielleicht die von Geiger berichteten Rückstrahleffekte in Zusammenhang gebracht werden. (Diese Überlegung verdanke ich einer freundlichen Mitteilung von W. Heitler.)

und ihrer Multiplikation verstehen, und daß wir mit einer vorläufig noch etwas geringeren Sicherheit die Erzeugung der weichen Strahlen in der Atmosphäre ebenfalls auf Grund der Multiplikationen deuten können, wozu wir nur noch den Entscheid der Blackett-Andersonschen Experimente abwarten müssen. Die Heisenbergschen Schauer, die in diesen Experimenten hinter den viel häufigeren Multiplikationen zurücktreten, und die wir ja auch in der Wilsonkammer höchstens selten sehen, werden wir stärker in den Experimenten erwarten, in denen eine Auswahl nach großen Schauern hin getroffen wird. Das ist nun in den Hoffmannschen Stößen der Fall.

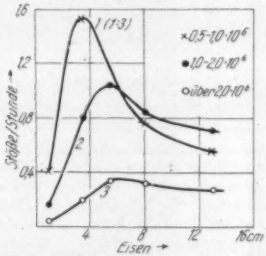


Abb. 10. Stoßauslösekurven (nach Böggild)

Abb. 10, Kurve *1* zeigt die Zahl der Hoffmannschen Stöße von mehr als etwa 20 Teilchen als Funktion der auslösenden Schichtdicke, Kurve *3* zeigt dieselbe Stoßauslösekurve für die größeren Stöße von mehr als etwa 80 Teilchen nach Messungen von Böggild[31]).

Die erste Kurve fällt nach einem Maximum auf der Strecke von einigen Zentimetern Fe ab. Dies bedeutet, daß die auslösende Komponente eines Teils der Stöße auf dieser Strecke absorbiert wird. Da die Strahlungsprozesse gerade auf Strecken von einigen Zentimetern Fe stattfinden, wird man also annehmen, daß ein Teil der Stöße durch Strahlungsmultiplikationen erzeugt wird. Da es sich aber um Stöße von mehr als 50 Teilchen handelt, muß man annehmen, daß Elektronen von mehr als 10^{10} Volt noch strahlen können, was nur auf Grund der Andersonschen Theorie, nicht aber im Fall der Blackettschen Annahme verständlich wäre. Der Wiederabfall der Stoßauslösekurve kann also als Argument für die Andersonsche Annahme betrachtet werden, solange die direkte Entscheidung noch nicht getroffen ist[32]).

[31]) J. K. Böggild, Det Hoffensbergske Etablissement, Kopenhagen 1937.

[32]) Die theoretische Zahl der pro Zeit- und Flächeneinheit aus dem Heitler-Nordheimschen Spektrum $\frac{dE}{E}\frac{1}{E^{1,5}}$ erzeugten Multiplikationsstöße von mehr als N Teilchen beträgt beim Maximum der Stoßauslösekurve ungefähr

$$H_m \approx \left(\frac{10^7 \text{eV}}{E_j}\right)^{1,5} \frac{1}{N^{1,5}} \sim \left(\frac{\text{Atomnummer}}{80}\right)^{1,5} \frac{1}{N^{1,5}}.$$

Die Lage l_m des Maximums verschiebt sich mit der Stoßgröße N etwa gemäß $l_m \sim 3{,}6 \log_{10} N$. Darin bezeichnet l die Schichtdicke in den Einheiten der Tab. 1 und E_j die in Tab. 1 gegebene Materialkonstante. Die Halbwertbreite des Maximums ist für $N = 10$ bis 100 etwa $l \sim 2{,}5$—$3{,}5$, die „1/10-Wertbreite": $l \sim 6$—8. Diese Formel ist in guter Übereinstimmung mit den Messungen von Street und Young (Phys. Rev. **52** (1937), 552), Nie[33]) und Messerschmidt[34]), wenn man nur einen Teil der Stöße beim Maximum als Multiplikationen interpretiert.

[33]) H. Nie, Zeitschr. f. Phys. **99** (1936), 453.

[34]) M. Messerschmidt, Zeitschr. f. Phys. **103** (1936), 27.

[35]) Wenn man das ganze Bleimaximum der Stoßauslösekurve von > 100 Teilchen den Strahlungsmultiplikationen zuschreibt, kann man von dem ebenso intensiven Eisenmaximum nach Formel (33) doch nur $\left(\frac{1}{3}\right)^{1,5} = \frac{1}{5}$ und vom Aluminiummaximum nur $\left(\frac{1}{6}\right)^{1,5} = \frac{1}{15}$ als Strahlungsmultiplikationen deuten. Vor dem Maximum können dann, wie eine Berechnung des Anstiegs der Multiplikations-

Wenn nun die Hoffmannschen Stöße nur durch solche Strahlungsmultiplikationen zustande kämen, müßte die Stoßauslösekurve hinter großen Schichten weiter schnell gegen 0 abfallen. Die Tatsache, daß sie (Abb. 10) statt dessen bei großen Schichten nur noch langsam absinkt, muß also bedeuten, daß noch eine andere Art von Prozessen für die Stöße verantwortlich ist, deren Absorption erst auf Strecken von einigen Metern Eisen stattfindet. Diese anderen Prozesse müssen sogar bei den größeren Stößen und bei den leichteren Materialien überwiegen, bei welchen das scharfe Maximum weniger ausgeprägt ist. [Böggild Abb. 11, Nie[33]), Messerschmidt[34]), Formel (32)].

Ob nun diese Prozesse, die die großen Stöße hinter großen Schichten erzeugen, auch Heisenbergsche Mehrfachprozesse enthalten, oder ob sie schon alle dadurch zustande kommen, daß ein hartes Teilchen ab und zu ein weiches Elektron oder Lichtquant abspaltet, welches dann seinerseits durch Multiplikation den Stoß erzeugt, darüber kann aus den Stößen hinter ganz dünnen Schichten Auskunft erhalten werden.

Hier zeigen nun z. B. die Messungen von Nie[33]), daß dünne Schichten von 10—20 cm Al oder 2—4 cm Fe viel häufiger Stöße von Hunderten von Teilchen auslösen, als es (verglichen mit der beobachteten Häufigkeit derselben Stöße im Bleimaximum) durch eine Multiplikation von Strahlungsprozessen zu verstehen wäre, von denen schon jeder einzelne Schritt im Mittel 1,5 cm Fe oder 10 cm Al benötigt, daß also die bei 10 bis 20 cm Al und 2—4 cm Fe beobachteten Stöße vorwiegend Explosionscharakter tragen müssen[35]).

Man wird aber, um eine ganz sichere Entscheidung dieser Frage zu erhalten, die genauere Durchführung der Stoßmessungen hinter dünnen Schichten unter möglichster Herabsetzung des Nulleffekts abwarten, und sehen, ob die Stoßauslösekurven in der ersten Strahlungseinheit (Tab. 1) der auslösenden Schicht wirklich linear beginnt, wie man es bei den Heisenbergschen Prozessen erwartet, oder mit einer hohen Potenz der Schichtdecke einsetzt, wie es bei den Multiplikationen von Bhabha-Heitler und Carlson-Oppenheimer der Fall ist[36]).

Bei den an den Hoffmannschen Stößen beteiligten Explosionsprozessen dürften dann einerseits strahlungsfähige Elektronen und Positronen entstehen, welche die von Böggild beobachteten Übergangseffekte hervorrufen, andererseits harte Teilchen, welche möglicherweise mit dem von verschiedenen Autoren beobachteten 2. Maximum der Rossikurve im Zusammenhang stehen[37]).

Man sieht aus diesem Beispiel, daß sich über die interessanten Effekte, die von den harten Strahlen erzeugt werden, erst dann Genaueres aus den Experimenten entnehmen läßt, wenn man die Wirkungen der begleitenden weichen Strahlung abgezogen hat. Man kann heute wohl sagen, daß wir die Wirkung der weichen Strahlung im Prinzip verstehen können, und daß wir nur auf eine präzisere empirische Kenntnis ihres Spektrums und der eventuellen Begrenzung seiner Wirksamkeit warten müssen, um sie genauer zu verfolgen. Dann wird es möglich sein, durch Subtraktion dieser weichen Strahlung die Wirkungsweise der durchdringenden Strahlen aus den Messungen zu entnehmen und damit über die heute noch unvollständige, aber fundamentale Theorie der Vorgänge bei ganz hohen Energien aus den Experimenten der kosmischen Strahlung etwas zu lernen.

stöße zeigt, die bei 10 cm Al beobachteten Stöße nur zu 0,03 v. H. und die Stöße aus 2 cm Fe nur zu $< 0{,}1$ v. H. aus Multiplikationen bestehen. Die Richtigkeit dieser Überlegung wird dadurch bestätigt, daß die gemessene Stoßverteilungskurve hinter 2 cm Fe ganz anders aussieht als die unter der Annahme von Strahlungsmultiplikationen berechnete.

[36]) Die Multiplikationsstöße von mehr als $N \gg 1$ Teilchen setzen in kleinen Schichten der Größenordnung $l \sim 1$ annähernd mit der Häufigkeit

$$H \sim e^{-3\sqrt{\frac{N}{l}}} e^{\frac{2,2}{l}\sqrt[4]{\frac{N}{l}}} \left(\frac{\text{Atomnummer}}{8}\right)^{1,5}$$

pro Min., pro cm ein, wenn man wiederum das Heitlersche Spektrum und die Furrysche Schwankungsformel voraussetzt.

[37]) W. Bothe, nachfolgender Vortrag.

(Eingegangen am 14. Oktober 1937)

Massenspektrographie und Kernbau

Von J. Mattauch, Wien

Mit 9 Abbildungen im Text und auf Tafel IX und X

Inhalt: Einleitung. — 1. Ionenoptik und Massenspektrographie; Steigerung des Auflösungsvermögens von Massenspektrographen. 2. Präzisionsmessung von Massendefekten und Vergleich mit den bei Kernzertrümmerungen gemessenen Reaktionsenergien. 3. Die β-aktiven Isotopen von Kalium und Rubidium und die Isobarenregel; die Ausnahmen derselben und der inverse β-Prozeß. — Zusammenfassung.

Einleitung

Zunächst möchte ich Herrn Prof. Bothe für die ehrenvolle Einladung danken, vor Ihnen über unsere Arbeiten in Wien zu berichten, sowie der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, die mir die Teilnahme an der Tagung ermöglicht hat.

Aufgabe der Massenspektrographie ist die Messung der Massen und der relativen Häufigkeiten der stabilen Isotopen. Dies geschieht durch Analyse eines Ionenbündels in elektrischen und magnetischen Feldern.

Ich möchte Sie kurz an einiges erinnern, was die Massenspektrographie für die Kernforschung geleistet hat. Seit Astons berühmter „Whole Number Rule" wissen wir, daß für die Festlegung eines Atomkernes zwei ganze Zahlen genügen, die Kernladungszahl und die Massenzahl, was zusammen mit Beobachtungen über den Kernspin und die Kernstatistik am einfachsten durch die Annahme zweier Kernbausteine, des Protons und des Neutrons, beide von der Massenzahl 1, erklärt werden kann, die in der Anzahl Z und N vorhanden sind. Aber auch die geringen Abweichungen der Isotopenmassen von den Massenzahlen hat Aston bei einer großen Zahl von Isotopen gemessen. Diese Massendefekte liefern uns mit Hilfe des Einsteinschen Äquivalenzgesetzes zwischen Masse und Energie die Bindungsenergie der Kernbestandteile. Aus ihrer Größe schließen die Theoretiker auf die Anwendbarkeit der nichtrelativistischen Quantenmechanik für die Kerne; aus Stoßversuchen und aus den Massendefekten erhalten sie eine Abschätzung über die Größe und Art der Kernkräfte; aus dem Verlauf der Bindungsenergien mit der Massenzahl — das ist die berühmte Astonsche Packungsanteilkurve — leiten sie das bekannte Tröpfchenmodell des Kerns ab. Die Lage der stabilen Kerne im Z–N-Diagramm gibt uns die Projektion der Energiefläche — des Energietales — aller denkbaren Kerne wieder. Das Gefälle dieses Tales wird von der Bindungsenergie bestimmt. Empirische Regeln, die von Aston, Harkins, u. a. über das Auftreten bestimmter Isotopen aufgestellt wurden, werden durch Details — einen dreistöckigen Aufbau — dieser Energiefläche wiedergegeben.

Lange Zeit hat Aston das Gebiet der Isotopenforschung praktisch allein bearbeitet und souverän beherrscht. Denn er hatte lange vor Bekanntwerden einer Elektronenoptik folgendes erkannt: Vergleicht man die Geschwindigkeit der Teilchen eines Ionenbündels mit der Wellenlänge eines Lichtstrahles, so wirken elektrisches und magnetisches Ablenkfeld wie zwei Prismen von verschiedener Dispersion. Diese können zu einem achromatischen Prismensatz zusammengesetzt werden, so daß Teilchen verschiedener Geschwindigkeit auf einen Punkt fokussiert werden. Das gibt gegenüber der älteren Thomsonschen Strahlzerlegung einen erheblichen Gewinn an Intensität. In bezug auf die Massen des Strahles wirken beide Felder zusammen wie ein zerlegendes Prisma. Da die noch unbekannte Linsenwirkung der Felder nicht berücksichtigt wurde, ist Astons Massenspektrograph einem Prismenspektrographen zu vergleichen, der zwar keinerlei Linsen für die Abbildung des Spaltes enthält, dafür aber durch zwei enge, weit entfernte Spalte dafür sorgt, daß man trotzdem Linien und nicht durch die Richtungsverbreiterung breite Flecke erhält. Außer Aston haben sich Dempster, Bainbridge, die Gruppe um Bleakney in Princeton, Zeemann und de Gier u. a. um die Entdeckung neuer Isotopen mit verschiedenen Massenspektrographen verdient gemacht. Dabei wurde z. T. von der Eigenschaft eines magnetischen oder eines elektrischen Feldes Gebrauch gemacht, ein richtungsdivergentes Bündel nach 180° Ablenkung bzw. nach Durchlaufung eines Winkels von $\frac{\pi}{2}\sqrt{2}$ wieder zu vereinigen.

Für viele Fragen der Kerntheorie ist aber eine viel genauere Messung der Massendefekte notwendig, als sie bisher möglich war; die Isotopenmassen müssen dazu auf mindestens 1 : 100000, und zwar auch bei schweren Kernen bekannt sein. Um eine Messung der Feldstärken und gewisse experimentelle Fehlerquellen zu vermeiden, auf die Aston zuerst hinwies, beschränkt man sich bei Präzisionsmessungen auf die Messung der Massendifferenzen sogenannter natürlicher Doubletts; das sind Massen bei derselben Massenzahl wie H_2—D, D_2—He, CH_4—O usw. Man hat dabei den Vorteil, daß der durch die Massenzahl hervorgerufene Ballast über Bord geworfen wird und daß man eine Größe mißt, die von derselben Größenordnung ist wie die letzten Endes interessierende Kernbindungsenergie. Man braucht sie nur auf einige Promille zu bestimmen, um für die Isotopenmassen die obige Genauigkeit zu erreichen. Da man jede Kernreaktion in Form eines Doubletts schreiben kann, lassen sich die bei der Atomzertrümmerung gemessenen Reaktionsenergien sofort mit den Doublettabständen vergleichen.

1. Ionenoptik und Massenspektrographie; Steigerung des Auflösungsvermögens von Massenspektrographen

Hierzu sind aber Apparate mit weitaus größerem Auflösungsvermögen, d. h. viel schärferen Linien nötig. Wir haben uns in Wien nun vor etwa 3 Jahren überlegt, wie das zu machen wäre. Wir hatten schon zeigen können, daß die Richtungsfokussierung im elektrischen Felde nicht unbedingt an den starren Ablenkwinkel von $\frac{\pi}{2}\sqrt{2}$ gebunden ist[1]). Etwas ähnliches war auch beim Magnetfeld zu erwarten; und da wir erkannt hatten, daß die Astonsche Geschwindigkeitsfokussierung nicht an kleine Ablenkwinkel gebunden ist[2]), war es mir klar, daß es möglich sein müsse, einen Massenspektrographen zu konstruieren, der nicht nur wie bei Aston Geschwindigkeitsfokussierung leistet, sondern der auch gleichzeitig an derselben Stelle die Strahlen eines richtungsdivergenten Bündels wieder vereinigt. Man muß durch diesen Intensitätsgewinn einen ähnlichen Vorteil an Schärfe der Linien und Auflösungsvermögen gegenüber der Astonschen Apparatur erwarten, wie ihn seinerzeit Aston gegenüber der Parabelapparatur errang.

Mein Mitarbeiter Dr. Herzog[3]) berechnete hierzu die Bahnen geladener Teilchen in einem Gebiet III (vgl. Abb. 1), in dem gleichzeitig ein elektrisches Radialfeld und ein homogenes Magnetfeld herrscht, sowie die Bahntangenten nach dem Austritt aus dem Felde in den feldfreien Raum II. Die Formeln für ein rein elektrisches oder rein magnetisches Feld lassen sich daraus leicht durch Spezialisierung gewinnen. Es läßt sich zeigen, daß jedem Punkte P' (l', b') des Raumes I, von dem ein Elementarbündel von richtungsdivergenten Strahlen ausgeht, ein Punkt P'' (l'', b'') im Raum II entspricht, in dem diese Strahlen wieder vereinigt werden. Jedes Feld besitzt bestimmte Brenn- und Hauptebenen (F', F'' und H', H''), deren Abstände die Brennweiten f ergeben; diese sind durch einfache Formeln gegeben, die den Ablenkwinkel Φ und den Radius a der Bahn eines Teilchens von der mittleren Masse m_0 enthalten, das entlang der negativen X'-Achse das Feld mit der mittleren Geschwindigkeit v_0 betritt. Wir haben dann dieselben Verhältnisse wie in der geometrischen Optik. Jedem Gegenstandspunkt im Gegenstandsraum I entspricht ein Bildpunkt im Bildraum II, der ebenso wie dort leicht berechnet oder konstruiert werden kann. Natürlich handelt es sich hier nicht um rotationssymmetrische Linsen, sondern um Zylinderlinsen; denn sowohl das elektrische Radialfeld,

[1]) R. Herzog u. J. Mattauch, Ann. d. Phys. **19** (1934), 345.
[2]) J. Mattauch, Phys. Zeitschr. **35** (1934), 571.
[3]) R. Herzog, Zeitschr. f. Phys. **89** (1934), 447; **97** (1935), 596.

wie das homogene Magnetfeld besitzen eine ausgezeichnete Achse. Aber wir brauchen auch nichts anderes, da wir nur Spalte abbilden wollen. Variiert man die Geschwindigkeit der Strahlen des Bündels (das in Abb. 1 eingezeichnete Parallelbündel besitzt eine um ein wenig von v_0 verschiedene Geschwindigkeit), so wandert der Bildpunkt. Die Felder wirken also wie eine Kombination aus einer Linse und einem Prisma. Das macht aber auch in der Optik jede Linse, deren Glas Dispersion zeigt.

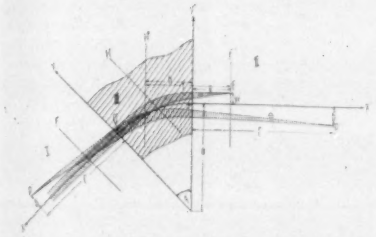


Abb. 1. Linsen- und Prismenwirkung eines radialen elektrischen und homogenen magnetischen Feldes (Raum III). Φ = Öffnungswinkel des Feldes, a = Radius der Kreisbahn eines Partikels von der Masse m_0 und der Geschwindigkeit v_0, das das Feld entlang der negativen X'-Achse bei O' betritt und bei O'' entlang der positiven X''-Achse verläßt. F, F'' ($x'' = g$) = vordere, rückwärtige Brennebene. H', H'' ($x'' = h$) = vordere, rückwärtige Hauptebene. f = Brennweite. P' (l', b') = Gegenstandspunkt, P'' (l'', b'') = Bildpunkt. Durch Veränderung der Geschwindigkeit wird der Brennpunkt um y_F verschoben: $F(g, y_F)$

Wir haben dann[4]) 2 Linsen verschiedener Geschwindigkeitsdispersion — ein elektrisches und ein magnetisches Feld — so zusammengesetzt, daß sie wie eine achromatische Linsenkombination wirken, d. h. daß sie Strahlen verschiedener Richtung und verschiedener Geschwindigkeit fokussieren. Dazu muß eine bestimmte Bedingung zwischen den mittleren Radien und Ablenkwinkeln der Felder, sowie der Lage des abzubildenden Spaltes erfüllt sein — die Bedingung für Doppelfokussierung. Ferner ergeben sich leicht einfache Ausdrücke für die Auflösungskraft und die Massendispersion. Für die verschiedenen Massen eines Ionenstrahlbündels werden allerdings zunächst zwei Kurven existieren; eine, auf der die Wiedervereinigungspunkte von Strahlen verschiedener Geschwindigkeit liegen und eine, auf die die Bildpunkte von Strahlen verschiedener Richtung zu liegen kommen. Es ist der Schnittpunkt dieser beiden Kurven, für den die Bedingung für Doppelfokussierung erfüllt ist. Zunächst wird man also nur für eine Masse Doppelfokussierung erreichen.

[4]) J. Mattauch u. R. Herzog, Zeitschr. f. Phys. **89** (1934), 786.

Ein bis zwei Jahre nach Erscheinen unserer Arbeit haben nun Dempster[5]), sowie Bainbridge und Jordan[6]) Apparate konstruiert, die für einen Punkt der Platte — also bei konstanten Feldern für eine bestimmte Masse — Doppelfokussierung ergeben. Dempster geht hierbei von der alten Magnetfeldablenkung von 180° aus und berechnet die Daten des elektrischen Feldes so, daß sie unserer Bedingung genügen, während Bainbridge und Jordan die bekannte $\frac{\pi}{2}\sqrt{2}$-Ablenkung im elektrischen Felde benutzen und das Magnetfeld, sowie die Lage der Platte entsprechend bestimmen. Beide Autoren erhielten erst Kenntnis von unseren Berechnungen, als ihre Apparate sich bereits in Konstruktion befanden.

Wir hatten uns aber damit nicht begnügt. Ein Massenspektrograph, der wirklich seinen Namen verdienen soll (bei dem also jetzt die Masse die Rolle der Wellenlänge übernimmt), muß diese Doppelfokussierung für jede Masse leisten: die beiden oben erwähnten Kurven müssen in eine zusammenfallen. Um das zu erreichen, haben wir noch die Polschuhform frei wählbar. Wenn Doppelfokussierung für alle Massen verlangt wird, ergibt sich für die Begrenzung der Polschuhe im allgemeinen Falle eine Schleifenkurve, die nicht ohne weiteres zu realisieren sein wird. In einer Reihe von Spezialfällen aber wird diese Begrenzung zu einer Geraden und ebenso auch der geometrische Ort der Bildpunkte für die verschiedenen Massen, in die man dann eine photographische Platte legen kann; nämlich immer dann, wenn man genau das macht, was auch in jedem optischen Prismenspektrographen gemacht wird, d. h. wenn man den Spalt S (vgl. Abb. 2) in den Brennpunkt der Kollimatorlinse — das ist des elektrischen Feldes — stellt. Das eintretende richtungsdivergente Bündel tritt dann als Parallelbündel aus. Das Magnetfeld muß so eingerichtet werden, daß es die Funktionen des Prismas und des auf unendlich eingestellten Fernrohres übernimmt. Die Parallelbündel verschiedener Energie, in die der Strahl durch das elektrische Feld zerlegt wird, vereinigen sich für eine bestimmte Masse M in der Distanz ϱ vom Eintrittspunkt des Mittelstrahles in das Magnetfeld. Durch diesen Punkt geht auch die Gerade, auf der die Bildpunkte für die verschiedenen Massen liegen und die zur Eintrittsrichtung des Mittelstrahles um 45° geneigt ist, wenn die Begrenzung des Magnetfeldes normal zu dieser Richtung gewählt wurde. Bei Aston schneiden sich die Bündel lange bevor sie in Spitzen auslaufen; bei Dempster, sowie bei Bainbridge und Jordan tun

[5]) A. J. Dempster, Proc. Amer. Phil. Soc. **75** (1935), 755.

[6]) K. T. Bainbridge u. E. B. Jordan, Phys. Rev. **50** (1936), 282.

sie das auf der einen Hälfte der Platte, auf der anderen schneiden sie sich später. Nur für die Mitte der Platte gilt bei diesen beiden Apparaten Doppelfokussierung.

Abb. 2. Richtungs- und Geschwindigkeits-Fokussierung für alle Massen eines Ionenstrahlbündels.

K = Kanalende. Im Brennpunkt eines elektrischen Radialfeldes vom Öffnungswinkel $\Phi_e = \frac{\pi}{8}\sqrt{2}$ und mittlerem Radius a_e steht der abzubildende Spektrographenspalt S in der Entfernung $l_e = \frac{a_e}{2}\sqrt{2}$ vom Beginn des Feldes. B = Blende. $\Phi = \frac{\pi}{2}$ = Ablenkwinkel im Magnetfeld. Eingezeichnet sind zwei Bündel verschiedener Geschwindigkeit einer bestimmten Masse. Diese werden jedes für sich und beide zusammen in einem Punkt vereinigt. Diese Abbildung des Spaltes S findet in der Entfernung ϱ vom Eintrittspunkt des Mittelstrahles in das Magnetfeld M statt. Photographische Platte = geometrischer Ort der Bildpunkte für die verschiedenen Massen des Strahles

Das nächste Bild (vgl. Abb. 3, Tafel IX) zeigt Ihnen eine Platte mit 6 Aufnahmen, drei davon mit größerem, die anderen drei mit kleinerem Magnetfeld, je 1 Std. 20 Min. bzw. 3 Min. exponiert. Die Kopie ist, um Platz für die Massenskala zu haben, der Länge nach durchschnitten und ebenso der Breite nach in die Hälfte geteilt. Der obere Teil reicht vom Anfang bis zur Mitte, der untere von der Mitte bis zum Ende der Platte. Eine Aufnahme reicht daher von der Masse 5 bis fast 100 oder von 2 bis fast 40. Der umspannte Massenbereich ist etwa 10mal so groß wie üblich, was die Linienzuordnung sehr erleichtert. Als Röhrenfüllung wurde hier ein Gemisch aus CO_2 und Bromäthan verwendet. Neben C^{++} und O^{++} sind zunächst die stark überexponierte C_1-Gruppe C, CH, CH_2, CH_3, CH_4, dazwischen und daneben N, NH, NH_2, NH_3 und O, OH, OH_2, ferner die C_2- und C_3-Gruppe komplett und der Anfang der C_4-Gruppe zu sehen. Dazwischen andere Elemente und Verbindungen, wie Al, CO, CO_2, dann die Cu- und Zn-Isotopen, herrührend vom Messing, sowie die Br-Isotopen mit ihren Wasserstoffverbindungen und schließlich die Brommethangruppe. Auf empfindlichen Platten kann man leicht die Isotopen aller Elemente, mit denen die Entladung in Berührung kommt, nachweisen. Bei Elementen, die leicht Kanalstrahlen bilden, wie bei den Edelgasen, ist bei einer Bündelbreite, die 28 mal so groß ist wie die Astonsche, aber doch viel schärfere Linien gibt, die notwendige Konzentration um einige Zehnerpotenzen geringer, als sie für den optisch spektralen Nachweis erforderlich ist. Interessant sind ferner die F-Linien, die hier von der zur Reinigung der Röhre verwendeten Flußsäure stammen. Sie bilden nämlich mit den in der Röhre stets vorhandenen Elementen leicht Verbindungen, wie CF bis CF_4, OF und OF_2, SiF bis SiF_4. Da Si und F von Aston nach der Doublettmethode kürzlich gemessen wurden, sind damit rasch auch schwerere Elemente dieser Methode zugänglich. So haben wir vor kurzem[7]) provisorisch ^{86}Sr und ^{87}Sr gegen $^{29}SiF_3$ und $^{30}SiF_3$, die dieselbe Massenzahl haben, ausgemessen. Erwähnen möchte ich noch die Banden der C-Gruppen. Banden nennt Aston verwaschene Linien, die dadurch entstehen, daß eine Molekel zwischen den beiden Feldern durch Zusammenstoß mit Sekundärelektronen und restlichen Gasmolekeln in zwei Teile von der Masse M_1 und M_2 dissoziiert. Behält M_1 die Ladung, dann kommt das Partikel bei der scheinbaren Masse $M_1^2/(M_1 + M_2)$ auf die Platte. Aston hat zwei solcher Banden gefunden, nämlich bei der Masse $5^1/_{71}$, die durch Zerfall von CO in C und O entsteht und bei der Masse $^1/_2$ durch Dissoziation der H_2-Molekel. In Abb. 3, Tafel IX, sieht man die Banden der häufigsten Moleküle der C_1- und C_2-Gruppen an den voraus berechneten Stellen; und zwar kann z. B. CH_3 in $CH_2 + H$ oder in $CH + H_2$ oder in $C + H_3$ zerfallen. Die ziemlich scharfe Bande neben H_3 hat eine andere Ursache. Sie entsteht durch Umladung eines einfach geladenen C-Ions in ein doppelt geladenes zwischen den beiden Feldern. Dissoziationen und Umladungen in den Feldern selbst tragen lediglich zum allgemeinen Schleier bei. Dissoziationen und Umladungen vor dem elektrischen Felde merkt der Massenspektrograph natürlich nicht, da es ihm gleichgültig ist, woher er seine Ionen bezieht. Ferner sieht man auf derselben Platte, am besten allerdings im Mikroskop, eine ganze Anzahl Linien aufgespalten, so bei 16 : CH_4 und O usw. Im ganzen sind auf dieser Platte 13 verschiedene Linien in Doubletts, 7 weitere in Tripletts und eine in ein Quadruplett aufgelöst.

Die Empfindlichkeit und Auflösung bei großen Massen demonstrieren Ihnen Aufnahmen (vgl. Abb. 4, Tafel IX), die kürzlich von Herrn Hauk von gewöhnlichem und von Katanga-Blei gemacht wurden. Das Bleisalz wird dabei einfach in kleine Löcher der Kathode gefüllt; die Entladung geht in

[7]) J. Mattauch, Die Naturwiss. **25** (1937) 170.

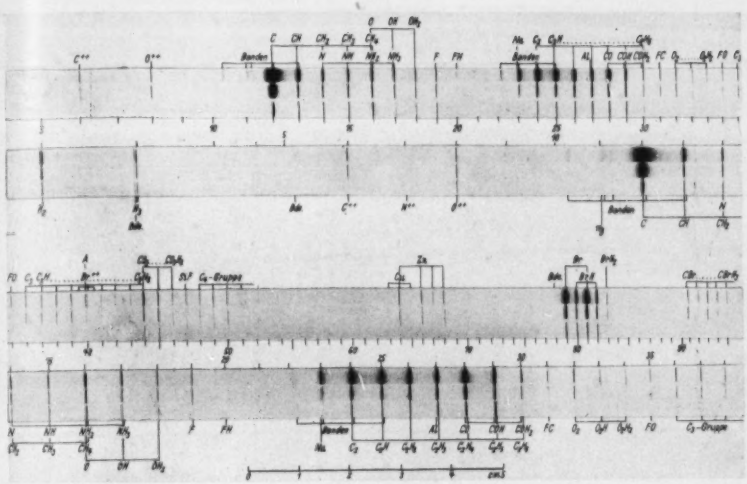


Abb. 3. Massenspektrogramm (Füllung der Entladungsröhre: Kohlendioxyd und Bromäthan)

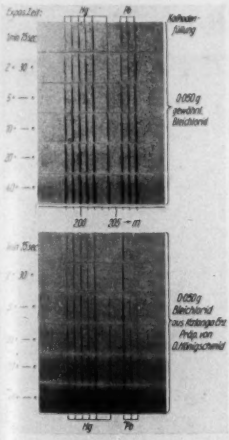


Abb. 4. Massenspektrogramme von gewöhnlichem und von Uran-Blei. Letzteres besteht vorwiegend aus ^{206}Pb

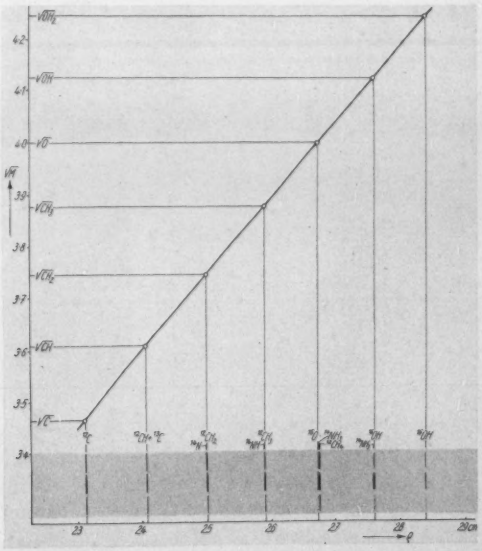


Abb. 5. Die Massenskala ist in Strenge berechenbar: $M = k \cdot \varrho^2$. Als Abszisse ist ein Stück einer Kopie eines Massenspektrogrammes aufgeklebt, als Ordinate ist $\sqrt{M}$ aufgetragen

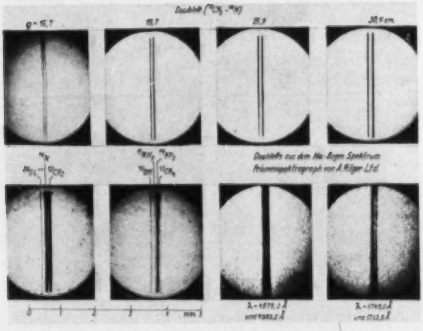


Abb. 7

Oben: Der Doublettabstand $\Delta\varrho$ von ($^{13}CH_4$—^{14}N) ändert sich proportional mit ϱ.
Die Aufnahmen erfolgten an verschiedenen Stellen der Platte.
Unten: Vergleich der Auflösung (Linienschärfe) zwischen unserem Massenspektrographen und einem optischen Spektrographen gleicher Größe und gleicher Dispersion

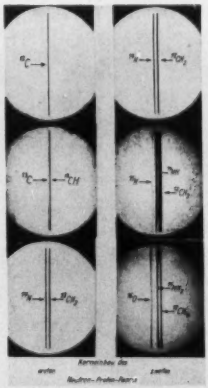


Abb. 8. Infolge des Massendefektes rücken die Kernmassen (Isotopenmassen) gegenüber den Summenmassen (Molekülmassen) immer weiter nach der Seite kleinerer Masse

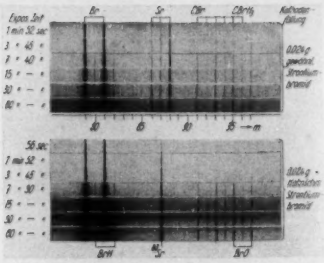


Abb. 9. Massenspektrogramm von gewöhnlichem und von Hahnschem Strontium. Letzteres, das durch β-Zerfall aus ^{87}Rb entstanden ist, besteht fast ausschließlich aus ^{87}Sr

Luft vor sich. Trotzdem nur Öldiffusionspumpen verwendet werden, kommen die Hg-Isotopen ebenso stark heraus wie die des Bleis. Bei gewöhnlichem Blei sind diese etwa gleich stark, während beim Uranblei ^{206}Pb stark überwiegt. Die Photometrierung soll dann eine neue Bestimmung der Halbwertzeit des Aktino-Urans und des Alters der Sonne liefern. Ebenso hat Herr Hauk kürzlich durch Verwendung eines reinen Nd-Präparates die beiden vor kurzem von Dempster[8]) gemeldeten neuen Isotopen 148 und 150 bestätigt und durch Photometrierung das physikalisch bestimmte mit dem chemischen Atomgewicht in Ordnung bringen können.

2. Präzisionsmessung von Massendefekten und Vergleich mit den bei Kernzertrümmerungen gemessenen Reaktionsenergien

Für die Massendefektmessung ist es wesentlich, daß dieser Massenspektrograph eine streng berechenbare Massenskala besitzt. Das Isotopengewicht M ist einfach proportional ϱ^2:

$$M = k \cdot \varrho^2 = k(\varrho_0 - x)^2, \qquad (1)$$

wobei x den Abstand der Linie vom Bezugspunkt und ϱ_0 den Wert von ϱ für den Bezugspunkt bedeutet. Wie genau diese Relation erfüllt ist, ist zu erkennen, wenn man z. B. als Abszisse einfach ein Stück einer Kopie aufklebt und als Ordinate $\sqrt{M}$ aufträgt (vgl. Abb. 5, Tafel IX)[9]). Die beiden Konstanten der Geraden ergeben ϱ_0, das übrigens bis auf den Millimeter mit dem Wert übereinstimmt, den man an der Apparatur selbst abmessen kann, sowie k, das ebenfalls mit dem berechneten Wert innerhalb der Genauigkeit, mit der die Felder meßbar sind, zusammenfällt, das aber nur von Interesse ist, wenn man Atomgewichte in Grammen messen will. Den Ausdruck, den man für die Ausmessung eines Doubletts braucht, erhält man aus (1) durch logarithmische Differentiation:

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{2\,\Delta\varrho}{\varrho} = \frac{2\,\Delta\varrho}{(\varrho_0 - x)}; \qquad (2)$$

$\Delta M/M$ ist das, was Aston die Differenz der Packungsanteile nennt. Das kleinste gerade noch trennbare Doublett gibt uns die Auflösungskraft des Instrumentes. Sie ist theoretisch:

$$\left(\frac{\Delta M}{M}\right)_{\text{Aufl.}} = \frac{2 \cdot s}{a_e},$$

wo s die Spaltbreite und a_e den mittleren Radius des elektrischen Feldes bezeichnet. Die Auflösung hängt also nur vom elektrischen Felde ab und beträgt bei uns gegenwärtig 1:6000, ist also etwa 10mal so gut wie in Astons zweiter Apparatur. Die Dispersion hingegen hängt nur von der Größe des Magnetfeldes ab. Wir erhalten die Dispersion für 1 v. H. Massenänderung leicht, indem wir in (2) $\frac{\Delta M}{M} = \frac{1}{100}$ setzen. $(\Delta\varrho)_{\text{Disp.}} = \frac{1}{100} \cdot \frac{\varrho}{2}$. Sie wächst linear mit ϱ entlang der Platte und damit mit dem Radius der Magnetfeldbahn. Große Dispersion ist also lediglich eine Kostenfrage. Sie wird aber erst wichtig, wenn die Linienschärfe mit der Korngröße der Platte in Konflikt gerät, was vorderhand noch nicht der Fall ist. Für die Mitte der Platte beträgt sie bei uns etwa 1,4 mm. Daß unsere Dispersionsänderung streng proportional mit ϱ erfolgt, wie es die Theorie verlangt, zeigt ein Diagramm (vgl. Abb. 6), das die $\Delta\varrho$-Werte eines bestimmten Doubletts als Funktion von ϱ aufgetragen enthält[10]).

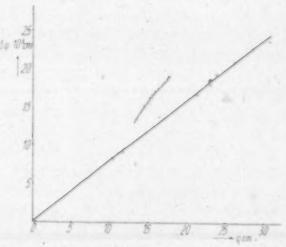


Abb. 6. Die Doublettabstände $\Delta\varrho$ von ($^{12}CH_2$—^{15}N), aufgenommen an verschiedenen Stellen ϱ der Platte, liegen auf einer Geraden durch den Ursprung. $\Delta\varrho = \frac{1}{2}\left(\frac{\Delta M}{M}\right) \cdot \varrho$. Die Dispersion ist streng proportional ϱ

Der obere Teil von Abb. 7, Tafel X, zeigt nochmals die Änderung eines bestimmten Doubletts, nämlich desjenigen bei der Masse 14: ($^{12}CH_2$—^{14}N), entlang der Platte. Die 4 Aufnahmen sind an verschiedenen Stellen der Platte gemacht. Das Auflösungsvermögen bleibt aber konstant, da die Linien im selben Maße schärfer werden, in dem ϱ abnimmt. Unten ist das 14-Doublett noch einmal in starker Überexposition wiedergegeben; es tritt noch eine dritte Linie auf: $^{28}Si^{++}$. Ferner ein Quadruplett bei der Masse 17: ^{16}OH, $^{15}NH_2$, $^{14}NH_3$ und $^{13}CH_4$. Schließlich wurden zum Vergleich 2 Doubletts aus dem Na-Bogenspektrum mit einem Hilgerschen Prismenspektrographen aufgenommen. Der Vergleich ist so fair als möglich gemacht worden: Die Vergrößerung ist die gleiche, die Spaltbreite ist dieselbe, die Dispersion pro 1 v. H. Wellenlängenänderung beträgt etwa 1,4 mm, wie bei den massenspektrographischen Vergleichsaufnahmen (Abb. 7 links oder Abb. 8, Tafel X), und

[8]) A. J. Dempster, Phys. Rev. **51** (1937), 289.

[9]) Vgl. J. Mattauch, Die Naturwiss. **25** (1937), 156.

[10]) Vgl. J. Mattauch, Die Naturwiss. **25** (1937), 156.

ferner ist der Weg vom Spalt bis zur Platte bei beiden, dem optischen Spektrographen und unserem Massenspektrographen, etwa 90 cm. Die Massenlinien sind unzweifelhaft schärfer, allerdings haben sie auch keine natürliche Verbreiterung zu erleiden, wie die Spektrallinien.

In Abb. 8, Tafel X, habe ich zu zeigen versucht, wie sich der sukzessive Einbau zweier Neutron–Proton-Paare, also eines α-Partikels, in einen Atomkern, ausgehend vom ^{12}C-Kern massenspektrographisch darstellt. Die Bilder sind Vergrößerungen der Linien (Doubletts und Tripletts) bei den Massenzahlen 12, 13, 14; 14, 15 und 16. Sie sind alle an derselben Stelle der Platte aufgenommen, die Distanz der Doublettlinien ist demnach gleichzeitig ein Maß für die Bindungsenergie. Unter der einfachen Linie ^{12}C steht die von ^{12}CH, das um ein H-Atom schwerer ist. Denkt man sich die Bestandteile des H-Atoms statt in den Molekularverband, als Neutron in den Kern eingebaut, so entsteht ^{13}C. Die dabei freiwerdende Energie äußert sich darin, daß ^{13}C etwas leichter ist. Noch ein H-Aom in den Molekularverband und aus ^{12}CH wird ^{12}CH$_2$; wird das Proton jedoch in den Kern eingebaut, so entsteht ^{14}N, das dementsprechend noch weiter nach leichteren Massen abrückt. Die Vollendung einer Neutron–Proton-Schale äußert sich darin, daß der Doublettabstand hier weit mehr als doppelt so groß ist, wie beim 13-Doublett. Durch Addition eines weiteren H-Atoms wird aus ^{14}N und ^{12}CH$_2$: ^{14}NH bzw. ^{12}CH$_3$. Der Abstand dieser beiden Linien bleibt derselbe, da die molekulare Bindungsenergie natürlich auch im Massenspektrographen noch lange nicht meßbar ist. Fügen wir aber statt dessen ein Neutron in den Kern, so entsteht aus ^{14}N das um die Bindungsenergie leichtere ^{15}N. Noch ein H-Atom außen gibt ^{14}NH$_2$ bzw. ^{12}CH$_4$, während der Kerneinbau des Protons das bedeutend leichtere ^{16}O liefert. Damit ist der Einbau der Bestandteile eines α-Partikels vollzogen.

Voriges Jahr habe ich mit größerer Spaltbreite Präzisionsmessungen von Doubletts, die die seltenen Isotopen ^{15}N und ^{18}O enthalten, vorgenommen [11]). Um die Kernmassen in bezug auf ^{16}O zu berechnen, braucht man aber gegenwärtig die drei Astonschen Grunddoubletts: (^{1}H$_2$—^{2}D), (^{2}D$_3$—^{12}C^{++}) und (^{12}CH$_4$—^{16}O), die in jede Masse eingehen. Bei dem letzten Doublettabstand herrscht nun leider zwischen den Messungen von Aston [12]) und von Bainbridge und Jordan [13]) eine merklich außerhalb der Fehlergrenzen liegende Diskrepanz, die auch durch neue Messungen von Aston [14]) nicht überbrückt wurde. Dasselbe gilt für ein weiteres wichtiges Doublett: (^{12}CH$_2$—^{14}N). Dr. Herzog und ich haben nun unser Augenmerk hauptsächlich auf diese beiden Massendifferenzen gerichtet und zur Ermittlung derselben geeignete Doubletts mit engem Spalt gemessen. Wir haben dabei vorläufig nicht sehr auf völlig gleiche Intensität der beiden Doublettlinien geachtet und insbesondere bei den Doubletts, die ^{13}C enthalten, auch solche mit ziemlich verschiedener Linienstärke benutzt. Obwohl die Resultate als vorläufig zu betrachten sind, scheinen sie uns doch der Mitteilung wert. Bemerkenswert ist zunächst, daß wir auf einer bestimmten Plattenserie (II) für (^{12}CH$_2$—^{14}N) genau den Astonschen Wert als Mittelwert erhielten. Andere Messungen desselben Doubletts, die sowohl vorher als nachher gemacht wurden, ergeben dagegen praktisch den Bainbridgeschen Wert. Den Aufzeichnungen im Meßprotokoll ist zwar zu entnehmen, daß die Messungen der Serie II unter ungünstigeren Bedingungen erfolgte, jedoch können wir vorläufig über die Ursache der Diskrepanz gar nichts aussagen. Für das folgende müssen wir aber den in der Tab. 1 zu oberst an-

Tabelle 1

Doublett	Anzahl d. gem. Doubl.	$(\Delta M/M)\cdot 10^4$	$\Delta M\cdot 10^4$	Plattenserie
^{12}CH$_2$–^{14}N	19	8,87 ± 0,02	124,3 ± 0,3	II
^{12}CH$_2$–^{14}N	13	9,09 ± 0,02	127,4 ± 0,3	I und III
^{12}CH$_4$–^{14}NH$_2$	16	8,05 ± 0,03	129,1 ± 0,4	
^{12}CH$_2$–^{14}N	gew. Mittel:		128,0 ± 0,6	
^{14}NH$_2$–^{16}O	12	14,92 ± 0,03	238,8 ± 0,4	
^{14}NH$_2$–^{16}OH	10	13,88 ± 0,04	236,3 ± 0,6	
^{14}NH$_2$–^{16}O	gew. Mittel:		238,0 ± 0,8	
^{12}CH$_4$–^{16}O	23	22,91 ± 0,04	366,9 ± 0,6	
(^{12}CH$_2$–^{14}N) + (^{14}NH$_2$–^{16}O):			366,0 ± 1,0	

gegebenen Wert ausschalten, da er mit allen übrigen Messungen in Widerspruch steht. Aus den nächsten zwei Doubletts bei den Massenzahlen 14 und 16, die beide die gleiche Massendifferenz: (^{12}CH$_2$—^{14}N) haben, wurde das gewichtete Mittel gebildet und ebenso aus den beiden folgenden, bei den Massenzahlen 16 und 17 liegenden Doubletts mit der Differenz (^{14}NH$_2$—^{16}O). Die Summe aus beiden stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit dem direkt gemessenen Wert für (^{12}CH$_4$—^{16}O) überein. Als Fehler sind durchwegs die wahrscheinlichen Fehler angegeben ohne Rücksicht auf evtl. systematische Fehler, deren Diskussion wir verschieben wollen, bis durch weitere Versuche, wie wir hoffen, das abweichende Resultat der Serie II aufgeklärt sein wird.

[11]) J. Mattauch, Anz. Wien. Akad. Wiss. Nr. 17 vom 2. Juli 1936; Sitzungsber. Akad. Wiss. Wien, Math.-naturwiss. Kl. IIa **145** (1936), 461; Phys. Rev. **50** (1936), 617.

[12]) F. W. Aston, Nature **137** (1936), 357; **138** (1936), 1094.

[13]) E. B. Jordan u. K. T. Bainbridge, Phys. Rev. **49** (1936), 883, Abs. 123.

[14]) F. W. Aston, Nature **139** (1937), 922.

In Tab. 2 sind die Einzelwerte der von uns gemessenen ^{13}C enthaltenden Doubletts angeführt.

Tabelle 2

Doublett	$(\Delta M/M)\cdot 10^4$	$\Delta M \cdot 10^4$ für $^{13}CH-{}^{13}C$
$^{13}CH_4-{}^{16}OH$	18,87	45,7
$^{13}CH_4-{}^{16}OH$	19,08	42,1
$^{13}CH_4-{}^{16}OH$	18,95	44,3
$^{13}CH_4-{}^{14}NH_2$	5,30	37,8
$^{13}CH_4-{}^{14}NH_2$	4,94	43,9
$^{12}CH-{}^{13}C$	3,43	44,6
$^{13}CH-{}^{13}C$	3,48	45,2
$^{13}CH-{}^{13}C$	3,43	44,6
$^{13}CH-{}^{13}C$	3,43	44,6
$^{13}CH-{}^{13}C$		Mittel: $43{,}7 \pm 0{,}5$

Das erste: ($^{13}CH_4-{}^{16}OH$) gibt von ($^{12}CH_4-{}^{16}O$) abgezogen die Massendifferenz: ($^{12}CH-{}^{13}C$), das zweite: ($^{13}CH_4-{}^{14}NH_2$) gibt dieselbe Massendifferenz, wenn wir es von ($^{12}CH_3-{}^{14}N$) subtrahieren, während das dritte diese Differenz selbst mißt. Die Tatsache, daß die letzte Kolonne von Tab. 2 gut untereinander übereinstimmende Werte enthält, stellt eine weitere Überprüfung der beiden uns hier hauptsächlich interessierenden Doubletts ($^{12}CH_4-{}^{16}O$) und ($^{12}CH_2-{}^{14}N$) dar; ihr Mittel gibt einen neuen Wert für das Doublett ($^{12}CH-{}^{13}C$), von Bainbridge und Jordan übereinstimmend gemessen. Das zweite läßt sich, wie Bonner und Brubaker[16]) zeigten, aus einigen bekannten Kernreaktionen leicht berechnen, denn es kann in Form einer denkbaren Kernreaktion geschrieben werden. Beim ersten Doublett ist dies jedoch nicht der Fall, da hier die Ladungssumme nicht stimmen würde. Aus demselben Grunde muß auch bei der Berechnung von Isotopenmassen aus Kernreaktionswärmen stets mindestens ein massenspektrographischer Wert — meist dieses Doublett ($^1H_2-{}^2D$) — herangezogen werden. Wie aus der Tab. 3 hervorgeht, stimmen zwar unsere Werte sowohl mit den Werten von Bainbridge und Jordan als auch mit den Atomzertrümmerungs-Werten überein, jedoch nicht mit den Astonschen Angaben für ($^{12}CH_4-{}^{16}O$) und ($^{12}CH_2-{}^{14}N$). Die letzte Zeile gibt noch diejenige Kombination dieser beiden Doubletts, die sich ohne weiteres aus den Cockroft- und Lewisschen Reaktionswärmen berechnen läßt. Sie liefert aber keine Entscheidung, da die Astonsche Abweichung beim ersten Doublett ungefähr doppelt so groß ist wie beim zweiten.

Wir können nun die beim Aufbau der Kerne von ^{12}C bis ^{16}O freiwerdenden Energien angeben.

Tabelle 3

$^2D + {}^2D = {}^4He + Q_1\ (23{,}82 \pm 0{,}20)\cdot 10^6$ eV	Bonner u. Brubaker
$^{12}C + {}^2D = {}^{13}C + {}^1H + Q_2\ (2{,}66 \pm 0{,}06)\cdot 10^6$ eV	Cockroft u. Lewis
$^{14}N + {}^2D = {}^{12}C + {}^4He + Q_3\ (13{,}22 \pm 0{,}1)\cdot 10^6$ eV	Cockroft u. Lewis
$^{14}N + {}^2D = {}^{15}N + {}^1H + Q_4\ (8{,}53 \pm 0{,}1)\cdot 10^6$ eV	Cockroft u. Lewis
$^{16}O + {}^2D = {}^{14}N + {}^4He + Q_5\ (2{,}95 \pm 0{,}04)\cdot 10^6$ eV	Cockroft u. Lewis

Doublett	$\Delta M \cdot 10^4$ Massenspektrographische Werte beob. von Aston	Bainbridge u. Jordan	Mattauch u. Herzog	Atomzertr. Wert	Berechnet aus:
$^1H_2-{}^2D$	$15{,}2 \pm 0{,}4$	$15{,}3 \pm 0{,}4$		—	
$^2D_2-{}^4He$	$255{,}1 \pm 0{,}8$	$256{,}1 \pm 0{,}4$		$255{,}8_5 \pm 0{,}2$	Q_1
$^{12}CH-{}^{13}C$		45 ± 1	$43{,}7 \pm 0{,}5$	$43{,}8 \pm 0{,}6$	$(^1H_2-{}^2D) + Q_2$
$^{12}CH_2-{}^{14}N$	$124{,}5 \pm 0{,}7$	130 ± 2	$128{,}0 \pm 0{,}6$	$129{,}1 \pm 1{,}2$	$(^1H_2-{}^2D) + Q_3 - Q_2$
$^{12}CH_2-{}^{15}N$		$237{,}4 \pm 2{,}8$*)	$238{,}2 \pm 0{,}7_5$	$236{,}0 \pm 1{,}7$	$2\cdot(^1H_2-{}^2D) + Q_1 - Q_2 + Q_4$
$^{13}CH_4-{}^{16}O$	$360{,}1 \pm 2{,}4$	369 ± 2	$366{,}9 \pm 0{,}6$	$368{,}5 \pm 1{,}3$	$2\cdot(^1H_2-{}^2D) + 2\,Q_1 - Q_2 - Q_5$
$(^{13}CH_4-{}^{16}O) - 2\cdot(^{12}CH_2-{}^{14}N)$	$111{,}1 \pm 2{,}5$	109 ± 4,5	$110{,}9 \pm 1{,}0$	$110{,}3 \pm 1{,}2$	$Q_2 - Q_3$

*) Summe von Bainbridge u. Jordans Werten für ($^{14}NH-{}^{15}N$) und ($^{12}CH_2-{}^{14}N$).

Tab. 3 zeigt einen Vergleich der Doubletts der C_1-Gruppe (vgl. Abb. 8, Tafel X), wie sie von verschiedenen Autoren massenspektrographisch gemessen wurden, mit den aus Atomzertrümmerungsversuchen berechneten Werten. Hierzu sind außer einigen von Cockroft und Lewis[15]) bei der Beschießung von Kohlenstoff und Stickstoff mit Deuteronen beobachteten Reaktionsenergien noch die beiden Doubletts ($^1H_2-{}^2D$) und ($^2D_2-{}^4He$) notwendig. Beide wurden sowohl von Aston als auch Hierzu brauchen wir nur noch die Massendifferenz ($^1n-{}^1H$), die sich aus der Photodisintegration des Deuterons nach Feather und Bretscher[17]) zu $(9{,}2 \pm 0{,}5)\cdot 10^{-4}$ Isotopengewichts-Einheiten ergibt. Erfolgt dieser Aufbau in vier Schritten durch Einbau zweier Neutron–Proton-Paare (vgl. Abb. 8, Tafel X), dann werden (vgl. Tab. 4) bei

[15]) J. D. Cockroft u. W. B. Lewis, Proc. Roy. Soc. A **154** (1936) 261.

[16]) T. W. Bonner u. W. M. Brubaker, Phys. Rev. **49** (1936), 19; **50** (1936), 308.

[17]) Vgl. M. L. E. Oliphant, Züricher Vortrag in „Kernphysik", herausgegeben von E. Bretscher, Berlin, 1936, S. 65.

der Bildung von ^{13}C rund 5 Millionen eV frei; bei der Bildung von ^{14}N und ^{15}N steigt die zusätzlich freiwerdende Energie um jeweils 3 Millionen eV und bei ^{16}O um nicht ganz 1 Million eV an. Denkt man sich den Aufbau in zwei Stufen vollzogen, so wird beim Einbau des ersten Deuterons der Betrag von 10,5 Millionen eV und beim Einbau des zweiten Deuterons noch einmal die doppelte Energiemenge frei. Die insgesamt freiwerdende Energie ist jetzt natürlich um die doppelte Bindungsenergie des Deuterons kleiner. Schluckt der ^{12}C-Kern das α-Partikel auf einmal, so stehen für die Bindung desselben nur noch 7,5 Millionen eV zur Verfügung, da der Rest für die Bildung von ^4He verbraucht wurde.

Tabelle 4

Kernaufbau $^{12}C \longrightarrow {}^{16}O$	Berechnet aus	Bindungsenergie $\Delta M \cdot 10^4$	Bindungsenergie $\cdot 10^{-6}$ eV
$^{12}C + {}^1n - {}^{13}C$	$(^{13}CH - {}^{12}C) + ({}^1n - {}^1H)$	$52{,}9 \pm 0{,}7$	$4{,}92 \pm 0{,}07$
$^{13}C + {}^1H - {}^{14}N$	$({}^{12}CH_2 - {}^{14}N) - ({}^{12}CH - {}^{13}C)$	$84{,}3 \pm 0{,}8$	$7{,}85 \pm 0{,}07$
$^{14}N + {}^1n - {}^{15}N$	$({}^{12}CH_3 - {}^{15}N) - ({}^{12}CH_2 - {}^{14}N) + ({}^1n - {}^1H)$	$119{,}4 \pm 1{,}1$	$11{,}12 \pm 0{,}10$
$^{15}N + {}^1H - {}^{16}O$	$({}^{12}CH_4 - {}^{16}O) - ({}^{12}CH_3 - {}^{15}N)$	$128{,}7 \pm 1{,}0$	$11{,}98 \pm 0{,}09$
	Summe	$385{,}3 \pm 0{,}9$	$35{,}87 \pm 0{,}09$
$^{12}C + {}^2D - {}^{14}N$	$({}^{12}CH_2 - {}^{14}N) - ({}^1H_2 - {}^2D)$	$112{,}7 \pm 0{,}7$	$10{,}49 \pm 0{,}07$
$^{14}N + {}^2D - {}^{16}O$	$({}^{12}CH_4 - {}^{16}O) - ({}^{12}CH_2 - {}^{14}N) - ({}^1H_2 - {}^2D)$	$223{,}6 \pm 1{,}0$	$20{,}82 \pm 0{,}10$
	Summe	$336{,}3 \pm 0{,}8$	$31{,}31 \pm 0{,}08$
$^{12}C + {}^4He - {}^{16}O$	$({}^{12}CH_4 - {}^{16}O) - ({}^2D_2 - {}^4He) - 2 \cdot ({}^1H_2 - {}^2D)$	$80{,}5 \pm 0{,}9$	$7{,}49 \pm 0{,}08$

Kürzlich hat Herr Lichtblau eine Platte mit einigen ($^{16}OH_2$—^{18}O) Doubletts ausgemessen, die mit engem Spalt aufgenommen waren. Hier besteht eine große Diskrepanz zwischen meinem früheren Wert ($\Delta M = 0{,}01257$) und einem aus Messungen von Aston[18]) folgenden Wert ($\Delta M = 0{,}01053$). Obwohl die Messungen von Herrn Lichtblau einen etwas niedrigeren Wert ($\Delta M = 0{,}0120$) liefern, liegt der Astonsche doch noch weit davon entfernt. Bisher ist noch keine Kernreaktion bekannt, in der ^{18}O auftritt und die zum Vergleich herangezogen werden könnte. Flügge und Krebs[19]) haben in ihrem Bericht zwar die Bildung von ^{18}O bei zwei Reaktionen vermutet; doch war die Deutung der einen nur durch einen Irrtum möglich; bei der andern wird eine von Jaeckel bei der Beschießung von Ne durch Neutronen beobachtete Wärmetönung — sie ist nur durch eine einzige Wilsonaufnahme belegt — der Zertrümmerung des seltenen ^{21}Ne zugeschrieben. Jedoch liefern sowohl unsere wie die Astonschen Massen von ^{18}O bei Benutzung der ^{21}Ne-Masse von Bainbridge und Jordan ganz andere Werte für die Wärmetönung, die bei dieser Reaktion auftreten müßte, so daß die Flüggesche Deutung wohl fallen gelassen werden muß.

[18]) F. W. Aston, Nature **139** (1937), 922.
[19]) S. Flügge u. A. Krebs, Phys. Zeitschr. **38** (1937), 13.

3. Die β-aktiven Isotopen von Kalium und Rubidium und die Isobarenregel; die Ausnahmen derselben und der inverse β-Prozeß

Zum Schlusse möchte ich noch kurz auf ein Problem eingehen, das mit einer empirischen Regel für das Vorkommen von Isobaren und mit dem β-Zerfall bzw. dem inversen β-Prozeß zusammenhängt. Vor etwa 3 Jahren fand ich bei einer kritischen Durchsichtung des experimentellen Materials[20]), daß es wahrscheinlich keine zwei stabilen Isobare gäbe, die benachbarten Elementen angehören. Das stand gut in Übereinstimmung mit den von Heisenberg entwickelten Vorstellungen über den Kernbau, sowie mit der Fermischen Theorie des β-Zerfalles. Die erste Ausnahme zu dieser Regel schien das Paar $^{87}_{37}Rb - {}^{87}_{38}Sr$ zu sein, beides massenspektrographisch gut gesicherte Isotope, weshalb ich schon damals vermutete, daß wohl das ^{87}Rb für die β-Aktivität des Rb verantwortlich zu machen sei. Prof. Hahn interessierte sich für das Problem des radioaktiven Rb-Isotops und präparierte in mühsamer Arbeit mit seinen Mitarbeitern Strassmann und Walling[21]) einige 100 mg Sr-Salz aus einem geologisch sehr alten Glimmer, der viel Rb und sehr wenig Erdalkalien enthielt, so daß man annehmen konnte, das Sr sei zum Teil oder vielleicht zur Gänze aus dem Rb durch β-Zerfall entstanden. Von diesem Sr-Salz sandte er uns eine Probe zur Untersuchung. Während gewöhnliches Sr neben dem Hauptisotop bei der Masse 88 noch zwei schwächere bei 86 und 87 und ein seltenes bei 84 zeigt, erwies sich[22]) (vgl. Abb. 9, Tafel X) das Hahnsche Sr als einfach von der Masse 87. Da beim β-Zerfall kein schweres Teilchen den Kern verläßt, muß demnach ^{87}Rb das aktive Isotop sein und nicht etwa ^{85}Rb oder ein noch unbekanntes ^{86}Rb. Wie ich von Dr. Smythe brieflich erfuhr[22a]), konnte er dieses Resultat mit seiner ganz anderen, viel direkteren Methode bestätigen, nämlich mit derselben, mit der er kürzlich mit Hemmendinger das radioaktive Isotop des K festgestellt hat. Mit seinem eigens dafür konstruierten Massenspektrometer hoher Intensität

[20]) J. Mattauch, Phys. Zeitschr. **35** (1934), 617; Zeitschr. f. Phys. **91** (1934), 361.
[21]) O. Hahn, F. Strassmann u. E. Walling, Die Naturwiss. **25** (1937), 189.
[22]) J. Mattauch, Die Naturwiss. **25** (1937), 189.
[22a]) Inzwischen veröffentlicht: W. R. Smythe u. A. Hemmendinger, Phys. Rev. **51** (1937), 1052.

Tabelle 5

Relative Häufigkeiten der Isotopen mit ungerader Massenzahl

$^{35}Cl : {}^{37}Cl = 1 : 0{,}32$	$^{111}Cd : {}^{113}Cd = 1 : 0{,}97$	$^{153}Gd : {}^{157}Gd = 1 : 0{,}81$
$^{39}K : {}^{41}K = 1 : 0{,}07$	$^{113}In : {}^{115}In = 1 : 0{,}05$	$^{163}Dy : {}^{161}Dy = 1 : 0{,}88$
$^{47}Ti : {}^{49}Ti = 1 : 0{,}71$	$^{119}Sn : {}^{117}Sn : {}^{115}Sn = 1 : 0{,}93 : 0{,}04$	$^{173}Yb : {}^{171}Yb = 1 : 0{,}53$
$^{63}Cu : {}^{65}Cu = 1 : 0{,}47$	$^{121}Sb : {}^{123}Sb = 1 : 0{,}79$	$^{177}Hf : {}^{179}Hf = 1 : 0{,}95$
$^{71}Ga : {}^{69}Ga = 1 : 0{,}63$	$^{125}Te : {}^{123}Te = 1 : 0{,}27$	$^{187}Re : {}^{185}Re = 1 : 0{,}62$
$^{79}Br : {}^{81}Br = 1 : 0{,}98$	$^{129}X : {}^{131}X = 1 : 0{,}76$	$^{189}Os : {}^{187}Os = 1 : 0{,}10$
$^{85}Rb : {}^{87}Rb = 1 : 0{,}39$	$^{137}Ba : {}^{135}Ba = 1 : 0{,}53$	$^{193}Ir : {}^{191}Ir = 1 : 0{,}63$
$^{95}Mo : {}^{97}Mo = 1 : 0{,}62$	$^{143}Nd : {}^{145}Nd = 1 : 0{,}70$	$^{199}Hg : {}^{201}Hg = 1 : 0{,}83$
$^{101}Ru : {}^{99}Ru = 1 : 0{,}55$	$^{147}Sm : {}^{149}Sm = 1 : 0{,}88$	$^{205}Tl : {}^{203}Tl = 1 : 0{,}42$
$^{107}Ag : {}^{109}Ag = 1 : 0{,}90$	$^{151}Eu : {}^{153}Eu = 1 : 0{,}98$	

kann er wägbare Mengen der einzelnen Isotopen getrennt auffangen, die dann vor dem Zählrohr auf ihre Aktivität geprüft werden[23]). Nach der Isobarenregel war nicht einzusehen, warum ^{39}K oder ^{41}K, welch letzteres damals noch allgemein dafür gehalten wurde, instabil sein sollten, da es bei den Nachbarelementen keine Isobare gibt. Klemperer[24]) hat dann Gründe dafür angegeben, daß ein noch unbekanntes ^{40}K, das bald darauf von Nier[25]) gefunden wurde, für die Radioaktivität des K verantwortlich sein müsse. Das stimmt auch mit der Isobarenregel, da ^{40}Ca als stabiles Isotop längst bekannt ist. ^{40}K wurde kürzlich von Smythe und Hemmendinger[23]) als das β-strahlende Isotop festgestellt. Eine andere Folgerung, die ich damals zog, war, daß Gold, das damals massenspektrographisch noch nicht untersucht war, entgegen den von Aston u. a. nach dem nicht ganzzahligen Atomgewicht vermuteten zwei Isotopen, ein Reinelement ^{197}Au sein müsse. Dies wurde später von Dempster[26]) bestätigt.

Bainbridge und Jordan[27]) haben sich nun ausführlich mit den anderen Ausnahmen der Isobarenregel beschäftigt und festgestellt, daß die meisten davon auf Fehlmessungen beruhen. Dasselbe hat Nier[25]) für einige andere inzwischen gemeldete Ausnahmen nachweisen können. Nach Bainbridge und Jordan sind nur 3 Ausnahmen der Isobarenregel massenspektrographisch sichergestellt, nämlich $^{113}_{49}In - {}^{113}_{48}Cd$, $^{115}_{50}Sn - {}^{115}_{49}In$ und $^{123}_{52}Te - {}^{123}_{51}Sb$; dazu käme noch $^{187}_{76}Os - {}^{187}_{75}Re$, falls sich das erstere bestätigt[27a]). Da Cd, In, Sb und Re nicht als β-aktiv bekannt sind, käme also nur eine Instabilität der ersten Partner jedes Paares in Betracht. Da sich eine Positronenaktivität derselben wohl bemerkbar gemacht hätte, könnte das nur der von theoretischer Seite bereits behandelte inverse β-Prozeß sein[28]). Dabei soll vom Kern ein Elektron der Hülle, und zwar zunächst der K-Schale eingefangen werden, womit sich die Kernladung um 1 verringert. Die dabei auftretende schwache Röntgenstrahlung (K-Strahlung des Endproduktes) könnte wohl der Beobachtung entgangen sein[29]). Es ist nun folgendes merkwürdig. Es läßt sich nämlich auch eine weitere empirische Regel angeben, die besagt: Alle Elemente besitzen entweder nur ein oder zwei stabile Isotope ungerader Massenzahl und dort, wo zwei vorhanden sind, sind sie praktisch gleich häufig. Das Häufigkeitsverhältnis sinkt nie unter 1 : 0,4, während es bei den geraden Isotopen um mehrere Zehnerpotenzen verschieden sein kann. In der Tab. 5 sind die Häufigkeitsverhältnisse aller bekannten ungeraden Isotopen zusammengestellt[30]). Bei K und Cl überwiegt noch das Bestreben, gleich viel Protonen und Neutronen im Kern zu binden. Das leichtere Isotop ist daher das bedeutend häufigere. Später gibt es aber nur noch die unterstrichenen Ausnahmen. Die erste ist wieder ^{87}Rb, das natürlich, da es zerfällt, seltener geworden sein muß. Die nächste ist ^{113}In, das überaus selten ist. Beim Sn als einzigem Element gibt es gar 3 ungerade

[23]) W. R. Smythe, L. H. Rumbaugh u. S. S. West, Phys. Rev. **45** (1934), 724; W. R. Smythe u. A. Hemmendinger, Phys. Rev. **51** (1937), 178.

[24]) O. Klemperer, Proc. Roy. Soc. A **148** (1935), 638.

[25]) A. O. Nier, Phys. Rev. **50** (1936), 1041.

[26]) A. J. Dempster, Proc. Amer. Phil. Soc. **75** (1935), 755.

[27]) K. T. Bainbridge u. E. B. Jordan, Phys. Rev. **50** (1936), 282.

[27a]) Inzwischen bestätigt von A. O. Nier, Phys. Rev. **52** (1937), 763. (Vgl. Tab. 5.)

[28]) H. Yukawa u. S. Sakata, Proc. Phys. Math. Soc. Japan **17** (1935), 467; **18** (1936), 128; Phys. Rev. **51** (1937), 677. Vgl. H. A. Bethe u. R. F. Bacher, Rev. Mod. Phys. **8** (1936), 198 ff.

[29]) L. W. Alvarez [Phys. Rev. **52** (1937), 134] hat kürzlich bei einem künstlichen $_{23}V$-Isotop die K-Strahlung von $_{22}Ti$ beobachten können.

[30]) Die vor kurzem von M. B. Sampson und W. Bleakney [Phys. Rev. **50** (1936), 732] gemeldeten und noch nicht von anderer Seite bestätigten sehr seltenen Isotopen $^{57}_{27}Co$ und $^{101}_{45}Rh$, sowie das zweite Isotop von $_{71}Cp$, das durch HFS-Untersuchungen von H. Gollnow, Zeitschr. f. Phys. **103** (1936), 443 [Massenzahl wahrscheinlich 177 nach Atomgewichtsbestimmung von O. Hönigschmid, Die Naturwiss. **25** (1937), 748] aufgefunden wurde, sind hier nicht aufgenommen. Für die ersten beiden würde das oben gesagte gelten (stabile Isobare: $^{57}_{28}Fe$ und $^{101}_{44}Ru$), während das letztere, falls sich die Massenzahl bestätigt, nach der Isobarenregel β-instabil sein müßte (stabiles Isobar: $^{177}_{72}Hf$).

Isotope; 2 davon wieder praktisch gleich häufig, während das dritte ausgesprochen selten ist. Dasselbe gilt für ^{123}Te und ^{187}Os. Daß es sich hier um dieselben Ausnahmen handelt wie bei der Isobarenregel, scheint mir ein Hinweis experimenteller Natur dafür zu sein, daß die jeweils ersten Partner sich durch inversen β-Prozeß in die zweiten umwandeln und dadurch verhältnismäßig selten werden. Könnte man einen Chemiker dafür interessieren, eine In-Probe herzustellen, die ähnlich wie das Hahnsche Sr aus geologisch alten Zinnerzen präpariert ist, denen von Natur aus nur möglichst wenig In beigemengt sein darf, dann könnte man durch massenspektrographische Untersuchung dieser In-Probe einen direkteren Nachweis für die Existenz dieses neuen Kernumwandlungsprozesses bekommen; denn wenn der Prozeß $^{115}Sn \longrightarrow {}^{115}In$ tatsächlich stattfindet, müßte das Verhältnis der In-Isotopen in dieser Probe zugunsten des ^{115}In verschoben sein.

Zusammenfassung

Hoffentlich ist es mir gelungen, zu zeigen, daß die Massenspektrographen einiger Verbesserungen fähig sind, und daß sie für manche Kernfragen nicht Unwichtiges beitragen können.

(Eingegangen am 15. Oktober 1937)

Über das mechanische Moment des Sr_{87}-Kerns und die Radioaktivität des Rb_{87}

Von Maria Heyden, Berlin-Charlottenburg und Hans Kopfermann, Kiel

(Vorgetragen von M. Heyden)

Mit 2 Abbildungen im Text

Inhalt: 1. Problemstellung. 2. Bestimmung der Kernmomente des Sr_{87}. — Zusammenfassung.

1. Problemstellung

Die Tatsache, daß im Sargentdiagramm (Abb. 1): $\log \frac{1}{\tau} = f(\lg E_{max})$[1]) die radioaktiven β-Strahler bis auf wenige Ausnahmen näherungsweise auf zwei Geraden liegen, wird von der derzeitigen β-Zerfallstheorie (Fermi, Bethe-Peierls, Konopinski-Uhlenbeck) folgendermaßen gedeutet: die β-Strahler der „oberen" Geraden sind erlaubte, die der „unteren" Geraden verbotene Übergänge. Dabei soll unter einem erlaubten Übergang ein Zerfallsprozeß verstanden sein, bei dem die Kernspinänderung $\Delta I = 0$ ist. Je stärker sich ΔI von Null unterscheidet — die untere Gerade würde zu $\Delta I = 1$ gehören — um so unwahrscheinlicher soll der Prozeß vor sich gehen, um so größer soll also die Lebensdauer des β-Strahlers sein. Der extrem tiefen Lage des Rubidiums im Diagramm müßte beispielsweise ein ΔI von mehreren Einheiten entsprechen.

Bisher konnte ein Zusammenhang zwischen Lebensdauer und Kernspinänderung bei β-Strahlern experimentell nicht festgestellt werden, da diese Substanzen infolge ihrer geringen Häufigkeit sich spektroskopisch nicht erfassen ließen. Durch die Untersuchungen von Hahn, Strassmann und Walling[2]), die geologisch alten, rubidiumhaltigen aber erdalkaliarmen Glimmer auf Strontium verarbeiteten, mit dem Erfolg, daß etwa 150 mg reines Sr_{87} aus 3 kg Glimmer gewonnen wurden, ist sichergestellt, daß Rb_{87} das radioaktive Isotop des Rubidiums ist. Diese Schlußweise wurde erhärtet, als Smythe und Mitarbeitern[3]) der direkte

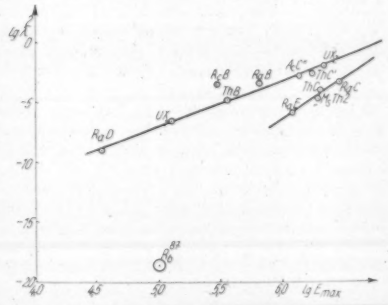


Abb. 1. Sargent-Diagramm

Nachweis der β-Aktivität des Rb_{87} mit massenspektroskopischen Methoden gelang. Auf Grund dieser Arbeiten ist die Möglichkeit gegeben, wenigstens in einem Falle über die Kernspinänderung rein empirisch Aussagen zu machen, da sowohl Rb_{87} als auch Sr_{87} in wägbaren Mengen existieren.

Rb_{87} hat mit Sicherheit das Kerndrehimpulsmoment $I = \frac{3}{2}$[4]). Für Sr_{87} wird von Schüler und Westmeyer ebenfalls $I = \frac{3}{2}$ als wahrscheinlichster Wert angegeben[5]). Wenn letztere Angabe richtig ist, so kommt man zu einem recht schwerwiegenden Widerspruch gegen eine Grundforderung der β-Zerfallstheorie.

Der I-Wert des Sr_{87} ist jedoch nicht sehr sicher, da Hyperfeinstrukturuntersuchungen bisher nur an gewöhnlichem Sr-Gemisch gemacht werden konnten, das zu ~ 93 v. H. aus Sr_{88} + Sr_{86} und nur zu

[1]) τ = mittlere Lebensdauer des Prozesses, E_{max} = obere Grenze des kontinuierlichen β-Spektrums = Zerfallsenergie.

[2]) O. Hahn, F. Strassmann u. E. Walling, Die Naturwiss. **25** (1937), 189.

[3]) A. Hemmendinger u. W. R. Smythe, Phys. Rev. **51** (1937), 1052.

[4]) H. Kopfermann, Zeitschr. f. Phys. **83** (1933), 417; S. Millmann u. M. Fox, Phys. Rev. **50** (1936), 220.

[5]) H. Schüler u. H. Westmeyer, Die Naturwiss. **21** (1933), 561; H. Westmeyer, Zeitschr. f. Phys. **94** (1935), 590.

~ 7 v. H. aus Sr_{87} besteht, so daß genaue Lagenbestimmungen und Intensitätsmessungen der Sr_{87}-Komponenten durch die sehr intensiven geraden Isotopen äußerst erschwert werden. Die Sr II-Resonanzlinien, die von den genannten Verfassern auf Hyperfeinstruktur untersucht wurden, eignen sich außerdem schlecht zur Kernspinbestimmung des Sr_{87}.

2. Bestimmung der Kernmomente des Sr_{87}

Es schien, um die Sachlage zu klären, daher wichtig, neue Messungen, vor allem mit reinem Strontium 87, das Herr Professor Hahn freundlicherweise zur Verfügung stellte, zu machen[6]). Beobachtet wurde an einigen roten Linien des Sr I-Spektrums, die auf Grund ihrer günstigen spektralen Lage besser aufgelöst werden konnten

Abb. 2
Sr_{87} I: $\lambda = 6791$ ÅE: $^3P_0 - {}^3S_1$

als die genannten im Violetten liegenden Sr II-Linien. Untersuchungen mit gewöhnlichem Strontium am Übergang $^3P_0 - {}^3S_1$ machten einen Wert $I \geq \frac{7}{2}$ wahrscheinlich. Aufnahmen an derselben Linie mit 6 mg reinem Sr_{87} ergaben — wie erwartet — 3 Komponenten (vgl. Abb. 2), deren Intervallverhältnis eindeutig zum Wert $I = \frac{9}{2}$ führte. Sowohl $I = \frac{7}{2}$ als auch $I = \frac{11}{2}$ konnten ausgeschlossen werden. Eine Abweichung von der Intervallregel auf Grund eines etwa vorhandenen Kernquadrupolmomentes ist ausgeschlossen, da die gesamte Struktur der Linie durch die Aufspaltung des kugelsymmetrischen $^3S_1$-Terms hervorgerufen wird. Die Untersuchung des Überganges $^1S_0 - {}^3P_1$ führte ebenfalls zum Wert $I = \frac{9}{2}$; allerdings ist wegen der kleineren Gesamtaufspaltung dieser Linie die Genauigkeit der Aussage geringer.

Zur Kontrolle, daß nicht etwa Störungen durch benachbarte Terme ein falsches Kernmoment vortäuschen, wurden auch die Sr II-Resonanzlinien ($^2S_{1/2} - {}^2P_{1/2}$ und $^2S_{1/2} - {}^2P_{3/2}$), die wegen der Aufspaltung des $^2S_{1/2}$-Terms aus zwei Komponenten bestehen, untersucht[7]). Um hier eine Schwerpunktsmarkierung zu haben — die geraden Strontiumisotope fallen ohne Isotopenverschiebung als eine einzige Komponente in den Schwerpunkt der Linie —, wurde zum reinen Sr_{87} etwa 30 v. H. gewöhnliches Strontium zugesetzt. Das Abstandsverhältnis der beiden Sr_{87}-Komponenten vom Schwerpunkt bestätigte den Wert $I = \frac{9}{2}$.

Aus den zuletzt besprochenen Linien konnte auch das magnetische Kernmoment des Sr_{87} bestimmt werden, das den Wert $\mu = -1{,}1$ K.M. besitzt.

Das Ergebnis der Untersuchungen zeigt also, daß beim radioaktiven Prozeß $Rb_{87} \rightarrow Sr_{87}$ im Einklang mit den Forderungen der β-Zerfallstheorie eine starke Kernspinänderung auftritt, nämlich vom Betrag $\Delta I = 3$. Gleichzeitig ändert sich das magnetische Kernmoment vom Wert $\mu = +2{,}6$ K.M. beim Rb_{87} auf den Wert $\mu = -1{,}1$ K.M. beim Sr_{87}.

Ein ausführlicher Bericht über die Versuche erscheint in der Zeitschr. f. Phys.

Zusammenfassung

Hyperfeinstrukturuntersuchungen an reinem Sr_{87} ergaben für das mechanische Kernmoment dieses Isotops den Wert $I = {}^9/_2$. Der Vergleich mit der entsprechenden Größe des Rb_{87} zeigt, daß beim radioaktiven Zerfallsprozeß $Rb_{87} \rightarrow Sr_{87}$ eine Kernspinänderung von $\Delta I = 3$ auftritt, was im Einklang mit den Forderungen der β-Zerfallstheorie steht.

(Eingegangen am 18. Oktober 1937)

Über die Anreicherung der Rubidiumisotope

Von W. Walcher, Berlin-Charlottenburg

(Physikalisches Institut der technischen Hochschule)

Mit 7 Abbildungen im Text

Inhalt: 1. Einleitung. 2. Ein Massenspektrograph hoher Intensität. 3. Verteilung der Intensität im Auffänger und Ausbeute. 4. Aufsammlung und spektroskopischer Nachweis der Isotope.

1. Einleitung

Zur Trennung der Isotope der chemischen Elemente gibt es eine große Zahl von Methoden, von denen bis vor kurzem nur die Diffusionsmethode bei gasförmigen Isotopengemischen und die elektrolytische Methode bei den Wasserstoffisotopen zu größeren Erfolgen geführt haben. Unter den übrigen Verfahren scheint nur das massenspektroskopische aussichtsreich zu sein, wenn es gelingt, einen Massenspektrographen hoher Intensität zu bauen. Versuche in dieser Richtung sind in größerer Zahl unternommen worden. So haben z. B. Jakowlew[1]) die Neonisotope und Oliphant und seine Mitarbeiter[2]) die Lithiumisotope mit eigens zu diesem Zwecke konstruierten Massenspektrographen in Mengen von 10^{-8} g getrennt. In jüngster Zeit gelang Smythe und seinen Mitarbeitern die Trennung der Kalium[3])-

[6]) Nach massenspektroskopischer Prüfung durch J. Mattauch [Die Naturwiss. **25** (1937), 189] ist das Hahnsche Präparat bis auf weniger als 3 v. T. reines Sr_{87}.

[7]) Der $^2S_{1/2}$-Term ist auf Grund seiner Lage im Termschema sicher weitgehend ungestört.

[1]) K. P. Jakowlew, Zeitschr. f. Phys. **64** (1930), 378.

[2]) M. L. Oliphant, E. S. Shire u. D. M. Crowther, Proc. Roy. Soc. **146** (1934), 922.

[3]) W. R. Smythe u. A. Hemmendinger, Phys. Rev. **51** (1937), 178.

und Rubidium[4])-Isotope in Mengen von der Größenordnung von Milligramm.

Im folgenden soll über die massenspektroskopische Trennung der Rb-Isotope und über einen spektroskopischen Nachweis der getrennten Isotope berichtet werden.

2. Ein Massenspektrograph hoher Intensität

Das Prinzip des verwendeten Massenspektrographen ist folgendes: Schickt man in ein homogenes Magnetfeld ein paralleles Bündel geladener Teilchen gleicher kinetischer Energie und gleicher Masse, so schneiden sich die Kreisbahnen dieser Teilchen so, daß das Bündel nach Durchlaufen eines Viertelkreises einen geringsten Querschnitt (A in Abb. 1) besitzt, also fokussiert wird. Teilchen

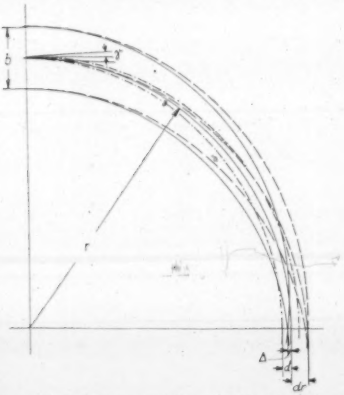


Abb. 1. Prinzip der magnetischen Viertelkreisfokussierung

verschiedener Masse durchlaufen Kreise mit verschiedenem Radius, bei gleicher Anfangsrichtung haben ihre Bahnen nach Durchlaufen eines Viertelkreises einen Abstand dr voneinander, wie Abb. 1 zeigt. Dort sei die ausgezogene Kreisbahn die der Masse m_1, die gestrichelte die der Masse m_2. Da es, wie aus der Optik bekannt — deren Gesetze auch hier gelten —, absolut parallele Strahlenbündel nicht gibt, treten auch Bahnen auf, die eine gewisse Divergenz gegen die Anfangsrichtung haben. Ihr Verlauf ist in Abb. 1 ebenfalls (strichpunktiert) zu sehen. Sollen alle Teilchen der Masse m_1 von allen Teilchen der Masse m_2 getrennt werden, so ist an die Divergenz des in das Magnetfeld eintretenden Strahlenbündels die Bedingung zu stellen:

$$2\gamma + \frac{b^2}{8r^2} \leqq \frac{m_2 - m_1}{m_2 + m_1}.$$

[4]) A. Hemmendinger u. W. R. Smythe, Phys. Rev. **51** (1937), 1052.

Ein Bündel, das dieser Bedingung genügt, kann durch das in Abb. 2 dargestellte elektronenoptische System aus der Emission einer Fläche geformt werden. Die Lochscheibe 4 wirkt wegen des an sie

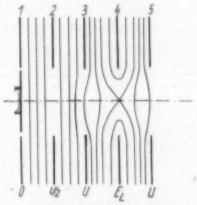


Abb. 2. Elektronenoptisches Linsensystem

gelegten, stark verzögernden Potentials als elektronenoptische Sammellinse, welche die Zerstreuungswirkung der an der letzten Lochscheibe sich ausbauchenden Potentialflächen ausgleicht.

Abb. 3 zeigt die Konstruktion des Massenspektrographen. Zwei viertelkreisförmige Eisenplatten von 1 m mittlerem Radius sind durch 5 Hufeisenjoche, auf denen je zwei Erregerspulen sitzen, verbunden.

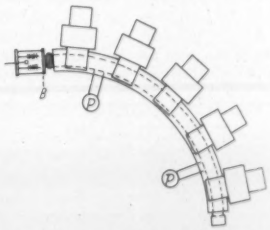


Abb. 3. Aufbau des Massenspektrographen
B = Ort der Blende

Das Feld dieses Magneten (1325 Oe für Rb^+ bei $U = 10$ kV) schwankt im Innern um weniger als 1 v.H. Zwischen den Eisenplatten (Polen) befindet sich ein entsprechend gebogenes Messingrohr, das durch zwei große Stahlpumpen auf weniger als 10^{-6} mm Hg ausgepumpt werden kann. An dessen einem Ende sitzt die Ionenquelle, eine von Koch[5]) beschriebene Anode für Rubidium, mit dem elektronenoptischen System; am anderen Ende ist zur Untersuchung der Intensitätsverteilung zunächst ein Leuchtschirm mit Schlitz und Faradaykäfig angebracht.

3. Verteilung der Intensität im Auffänger und Ausbeute

Die Kurven der Intensitätsverteilung wurden in der Weise aufgenommen, daß das Ionenbündel durch Veränderung des Magnetfeldes am Faradaykäfig

[5]) J. Koch, Zeitschr. f. Phys. **100** (1936), 669.

vorbeigeführt wurde. In den Diagrammen ist der Käfigstrom in Abhängigkeit vom Magnetstrom aufgetragen.

Abb. 4 zeigt die Intensitätsverteilung für den Fall, daß hinter dem Linsensystem eine Blende von

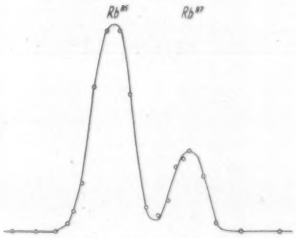


Abb. 4. Intensitätsverteilung, erzeugt durch ein enges Bündel

1 mm Durchmesser angebracht wird. Das große Maximum entspricht dem Rubidiumisotop mit der Masse 85, das kleine dem der Masse 87. Die Kurve

Abb. 5. Blende zur Ausblendung der stark durch Raumladung gestörten Teile des Ionenbündels ($^3/_5$ natürliche Größe)

zeigt, daß die Divergenzbeziehung für ein enges Bündel eingehalten wird. Bei Vergrößerung des Blendendurchmessers ergab sich zunächst eine starke

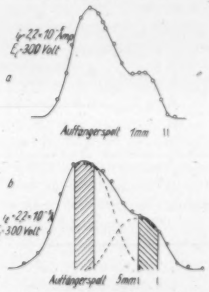


Abb. 6. Intensitätsverteilung, erzeugt durch das mit Blende Abb. 5 begrenzte Bündel. Die schraffierten Flächen entsprechen den aufgefangenen Mengen

Verschmierung der Intensitätsverteilung. Diese wurde als Folge der durch die Raumladung in der Verzögerungslinse auftretenden starken sphärischen Aberration dieser Linse erkannt. Geeignete Ausblendung der durch diesen Linsenfehler am meisten gestörten Teile des Bündels mit der Blende Abb. 5 führte schließlich zu einer Intensitätsverteilung, wie sie in Abb. 6 dargestellt ist. Die Anbringung dieser Blende bedingte allerdings einen Verlust von 45 v. H. der Gesamtemission der Anode. Das dem Rb^{85} entsprechende Maximum ergibt bei einer Größe des Auffängerspaltes von 20×5 mm eine Menge von 6 μg Rb^{85} pro Stunde. Diese Menge könnte bei Verwendung einer Beschleunigungslinse, für die allerdings eine Spannung von etwa 40 kV erforderlich wäre, um ein bis zwei Zehnerpotenzen gesteigert werden.

4. Aufsammlung und spektroskopischer Nachweis der Isotope

Die Aufsammlung der Isotope geschah in einem hinter dem Auffängerspalt angebrachten Kohlezylinder. Dieser konnte mit Hilfe eines Schwenkmechanismus nach Beendigung des Auffangprozesses

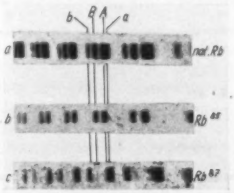


Abb. 7. Hyperfeinstrukturaufnahmen der Linie λ 7800 ÅE

im Vakuum in die Höhlung eines der Schüler-Gollnowschen Sparlampe[6]) ähnlichen Entladungsrohres für kleine Substanzmengen gebracht werden. Mit Helium als Füllgas, das über Kohle in flüssiger Luft zirkulierte, wurden dann jeweils Hyperfeinstrukturaufnahmen der Resonanzlinien des Rb I mit Perot-Fabry-Etalon und Dreiprismenspektrograph als Vorzerleger gemacht. Abb. 7a zeigt eine solche Aufnahme der Linie λ 7800 ÅE von natürlichem Rubidium. Dazu wurden in einer besonderen Apparatur 80 μg Rubidium in Ionenform aufgefangen. Jede Ordnung des H.F.-Bildes besteht aus vier Komponenten, von denen A und B dem Rb^{85}, a und b dem Rb^{87} zugehören, was aus der Intensität der Komponenten gefolgert wird[7]). Abb. 7b zeigt das H.F.-Bild, das mit etwa 90 μg Rb^{85} erhalten wurde, und Abb. 7c das mit etwa 30 μg Rb^{87} gewonnene H.F.-Bild. Man sieht, daß in Abb. 7b nur noch die Komponenten A und B, in Abb. 7c die Komponenten a und b auftreten. Die Reinheit der Isotopen kann auf Grund der Zerlegung der

[6]) H. Schüler u. H. Gollnow, Zeitschr. f. Phys. **93** (1935), 911.

[7]) H. Kopfermann u. H. Krüger, Zeitschr. f. Phys. **103** (1936), 485.

Intensitätskurve (Abb. 6b) zu Rb^{85} mit etwa 0,5 v. H. Rb^{87}, Rb^{87} mit etwa 5 v. H. Rb^{85} abgeschätzt werden. In der Abb. 7c ist tatsächlich die Komponente *B* schwach zu erkennen.

Zusammenfassung

Mit einem Massenspektrographen hoher Intensität werden die Rb-Isotope angereichert. Die einzelnen Isotope werden in einem Kohlezylinder aufgefangen, der nach Beendigung des Auffangprozesses als Hohlkathode einer Entladung dient. Die Hyperfeinstrukturbilder der Resonanzlinien des Rb I zeigen den Grad der Trennung.

Ein ausführlicher Bericht folgt in der Zeitschr. f. Phys.

(Eingegangen am 13. Oktober 1937)

Untersuchungen über Kernumwandlungen und Ultrastrahlung

Von W. Bothe, W. Gentner, H. Maier-Leibnitz, W. Maurer, E. Wilhelmy und K. Schmeiser, Heidelberg

(Vorgetragen von W. Bothe)

Inhalt: 1. E. Wilhelmy, Austrittsresonanzen geladener Teilchen. 2. W. Maurer, Eindringungsresonanzen bei der Umwandlung von Bor durch α-Strahlen mit Neutronenemission. 3. W. Gentner, Anlagerungsprozesse mit Protonen. 4. W. Bothe, H. Maier-Leibnitz und W. Maurer, Anzeichen eines metastabilen C^{13}-Kernes. 5. K. Schmeiser und W. Bothe, Sekundäre Ultrastrahlen kleiner Winkeldivergenz.

1. E. Wilhelmy beobachtete Resonanzen bei der Auslösung von Protonen und α-Teilchen durch schnelle Neutronen. Bestrahlt man Stickstoff mit Neutronen von kontinuierlicher Energieverteilung, so geht die bekannte Reaktion $N^{14}(n, \alpha)B^{11}$ vor sich. Dabei zeigen die entstehenden α-Teilchen eine Reihe diskreter Energiegruppen, die durch „Resonanzaustritt" gedeutet wurden[1]). Die entsprechende Erscheinung wurde noch in einigen weiteren Fällen beobachtet, nämlich mit Sauerstoff, Schwefelhexafluorid und Schwefeldioxyd. Der Vergleich der beiden letzten Gase zeigte, daß die Mehrzahl der Teilchengruppen, welche in SF_6 entstehen, zum Schwefel gehört; nur zwei können mit einiger Wahrscheinlichkeit dem Fluor zugeschrieben werden. Ferner konnte durch Druckvariation in der Kammer gezeigt werden, daß einige der zum Schwefel gehörenden Gruppen nicht aus α-Teilchen, sondern aus Protonen bestehen. Alle diese Gruppen kennzeichnen Anregungsstufen (Terme) des jeweils durch Einfangen des Neutrons entstehenden „Zwischenkerns" im Sinne Bohrs. Die gesamten Ergebnisse sind in Tab. 1 zusammengestellt. Die Resonanz beim Austritt geladener Teilchen stellt hiernach eine recht allgemeine Erscheinung dar. Man kann sie benutzen, um hochangeregte Zustände (Terme) gewisser Kerne zu ermitteln, die vielfach auf anderem Wege nicht zugänglich sein dürften.

[1]) E. Wilhelmy, Die Naturwiss. **25** (1937), 173.

Tabelle 1

Resonanzgruppen für austretende α-Teilchen und Protonen (Wilhelmy)

Umwandlung	Zwischenkern	Gruppe bei eMV beobachtet (Teilchen + Rückstoßkern)
$_7N^{14}(n, \alpha)_5B^{11}$	N^{15}	1,42
$_7N^{14}(n, \alpha)_5B^{11}$	N^{15}	2,04
$_7N^{14}(n, \alpha)_5B^{11}$	N^{15}	2,59
$_7N^{14}(n, \alpha)_5B^{11}$	N^{15}	3,21
$_7N^{14}(n, \alpha)_5B^{11}$	N^{15}	4,9
$_8O^{16}(n, \alpha)_6C^{13}$	O^{17}	0,65
$_8O^{16}(n, \alpha)_6C^{13}$	O^{17}	0,85
$_8O^{16}(n, \alpha)_6C^{13}$?	O^{17}	1,5
$_9F^{19}(n, \alpha)_7N^{16}$	F^{20}	3,1
$_9F^{19}(n, \alpha)_7N^{16}$	F^{20}	3,6
$_{16}S^{32}(n, p)_{15}P^{32}$	S^{33}	1,4
$_{16}S^{32}(n, p)_{15}P^{32}$	S^{33}	1,82
$_{16}S^{32}(n, p)_{15}P^{32}$	S^{33}	2,25
$_{16}S^{32}(n, \alpha)_{14}Si^{29}$	S^{33}	2,8
$_{16}S^{32}(n, \alpha)_{14}Si^{29}$	S^{33}	4,15

2. W. Maurers Versuche gingen von folgender Überlegung aus. Wenn man die von Wilhelmy (vgl. oben) untersuchte Reaktion $N^{14}(n, \alpha)B^{11}$ umkehrt, so sollte man auf Grund der Bohrschen Vorstellung des „Zwischenkernes" erwarten, daß α-Eindringungsresonanzen bei gewissen α-Energien auftreten, welche bei Berücksichtigung der Schwerpunktsbewegung denjenigen α-Energien entsprechen, für welche Wilhelmy α-Austrittsresonanzen beobachtet hat. Um dies zu prüfen, wurde Bor in dicker Schicht mit Po-α-Strahlen variierter Reichweite beschossen und die Intensität der entstehenden Neutronen gemessen (integrale Anregungskurve). Hierzu wurden die Neutronen mit Paraffin verlangsamt und in einer mit BCl_3-Dampf gefüllten Kammer mit Proportionalverstärker gezählt. Da die zu erwartenden Anregungsstufen ziemlich dicht beieinander liegen, mußte auf gute Geometrie und besonders oberflächenreine Po-Präparate geachtet werden, um eine Verwaschung nach Möglichkeit zu vermeiden. So ergab sich die überraschend große Zahl von 8 Anregungsstufen der Neutronenemission, die in Tab. 2 zusammengestellt sind. Man sieht, daß die beiden ersten erwarteten Resonanzen exakt an den erwarteten Stellen liegen, während für die beiden anderen Erwartungswerte die Abweichungen etwas größer sind. Die beiden höchsten Werte können vermutlich in derselben Weise gedeutet werden,

Tabelle 2

Eindringungsresonanzen für B (α, n) (Maurer)

Beobachtete Resonanzen $B^{10,11}(\alpha, n)N^{13,14}$		Wird zugeordnet	Erwartet nach			
			Wilhelmy $N^{14}(n, \alpha)B^{11}$		Fahlenbrach $B^{10}(\alpha, n)N^{13}$	Miller a. u. $B^{10}(\alpha, p)C^{13}$
R_α cm	eMV		R_α cm	eMV	R_α cm	R_α cm
1,0	1,76	$B^{11}(\alpha, n)N^{14}$	1,0	1,76	—	—
1,47	2,53	$B^{11}(\alpha, n)N^{14}$	1,48	2,54	—	—
2,15	3,42	$B^{11}(\alpha, n)N^{14}$	2,03	3,27	—	—
2,75	4,11	$B^{11}(\alpha, n)N^{14}$	2,69	4,05	—	—
3,33	4,73	$B^{11}(\alpha, n)N^{14}$?	?	?	—	—
3,51	4,91	$B^{11}(\alpha, n)N^{14}$?	?	?	—	—
1,82	3,02	$B^{10}(\alpha, n)N^{13}$	—	—	—	~ 1,7
3,03	4,42	$B^{10}(\alpha, n)N^{13}$	—	—	~ 3,0	~ 2,8

da Wilhelmys Kurve an der entsprechenden Stelle Anzeichen von unaufgelösten Gruppen zeigt.

Diese hohen Resonanzenergien sind, ebenso wie einige andere von Wilhelmy (Tab. 1) beobachtete, insofern besonders interessant, als sie über der Potentialschwelle für α-Teilchen liegen. Daß hier noch scharfe Resonanzen auftreten, ist erst auf Grund der neuen Vorstellungen von Bohr zu verstehen, wonach die Anregungsenergie des „Zwischenkernes" nicht auf das α-Teilchen konzentriert, sondern auf eine größere Zahl von Kernbestandteilen verteilt ist.

Die obige Deutung von Wilhelmys Ergebnissen wird durch die Ergebnisse von Maurer gut gestützt. Die Übereinstimmung ist um so bemerkenswerter, als mit der Möglichkeit gerechnet werden mußte, daß bei einigen (n, α)-Prozessen der umgewandelte Kern angeregt zurückbleibt, und daß für diesen Fall andere Resonanzstellen für den Austritt des α-Teilchens bestehen; dann wäre der Prozeß praktisch nicht umkehrbar und die entsprechenden Eindringungsresonanzen nicht beobachtbar.

Zwei nicht unter diese Deutung fallende Resonanzstellen in Tab. 2 wird man vernünftigerweise dem anderen Borisotop, also dem wohlbekannten Prozeß $B^{10}(\alpha, n)N^{13}$ zuschreiben. Fahlenbrach[2]) fand für die Entstehung des radioaktiven N^{13} eine Resonanzstufe in der Nähe von $R_\alpha = 3{,}0$ cm, was gut zu dem einen Wert paßt. Bei etwa $R_\alpha = 1{,}7$ cm liegt nach Miller, Duncanson und May[3]) eine Resonanzstufe für den Prozeß $B^{10}(\alpha, p)C^{13}$; diese könnte mit der hier beobachteten Resonanzstufe bei 1,8 cm identisch sein, insofern als der (α, p)-Prozeß über denselben Zwischenkern verlaufen kann wie der (α, n)-Prozeß. Hierfür spricht, daß dieselben Autoren auch bei 2,8 cm eine Resonanzstufe für $B^{10}(\alpha, p)$ angeben, also wieder bei etwa derselben Energie, wo nach Fahlenbrach auch für $B^{10}(\alpha, n)$ Resonanz eintritt.

Es wurde auch noch das Energiespektrum der Neutronen ausgemessen, welche durch Po-α-Strahlen in Bor erzeugt werden. Hierzu diente eine große, mit Helium von etwa 15 at gefüllte Ionisationskammer mit Proportionalverstärker. Das Energiespektrum der erzeugten He-Rückstoßkerne ließ zwar wegen mangelnder Auflösung nicht deutlich die Gruppen erkennen, welche zu den Resonanzstufen gehören sollten. Aber aus dem Ende des Spektrums konnte die Energietönung des zugrunde liegenden Prozesses ermittelt werden. Hieraus konnte mit Hilfe der bekannten Massen geschlossen werden, daß von den beiden Prozessen $B^{11}(\alpha, n)$ und $B^{10}(\alpha, n)$ der erste mit überwiegender Häufigkeit auftritt.

3. W. Gentner untersuchte Anlagerungsprozesse mit Protonen. Die Elemente Li, B, $F(CaF_2)$, Na, Al, alle der $(4n-1)$-Reihe angehörend, wurden mit Protonen bis 600 kV beschossen und die dabei entstehenden γ-Strahlen untersucht, und zwar sowohl mit einem Zählrohr als auch mit zwei Zählrohren in Koinzidenzschaltung. Es wurde erstens die Intensität der γ-Strahlen in Abhängigkeit von der Protonenenergie (integrale Anregungskurve), zweitens die Härte der γ-Strahlen untersucht. Einige Ergebnisse für Li, B und F wurden schon früher kurz mitgeteilt[4]). Aus ihnen geht hervor, daß es sich um Anlagerungsprozesse (p, γ) handelt.

In allen Anregungskurven zeigen sich steile Stufen, welche durch Resonanzeindringung von Protonen scharf definierter Energie zu erklären sind. In Tab. 3 Spalte 2 sind diese Resonanzenergien zusammengestellt. Einige höhere Resonanzenergien sind schon früher von amerikanischen Forschern [Tuve u. Mitarb.; Herb u. Mitarb.[5]] festgestellt worden.

[2]) H. Fahlenbrach, Zeitschr. f. Phys. **94** (1935), 607.
[3]) H. Miller, W. E. Duncanson u. A. N. May, Proc. Cambr. Phil. Soc. **30** (1934), 549.

[4]) W. Gentner, Die Naturwiss. **25** (1937), 12; W. Bothe u. W. Gentner, Zeitschr. f. Phys. **104** (1937), 685.
[5]) R. G. Herb, D. W. Kerst u. J. L. McKibben, Phys. Rev. **51** (1937), 691.

Tabelle 3

γ-Strahlen bei Protoneneinfang (Gentner)

Reaktion	Resonanzstellen bis 600 kV	Halbwertdicken d. Sek.-El. in Al mm	Mittlere Quantenenergie eMV
$_3Li^7(p,\gamma)_4Be^8$	440	7,0	17,2
$_5B^{11}(p,\gamma)_6C^{12}$	180	5,2	12,8
$_9F^{19}(p,\gamma)_{10}Ne^{20}$	330	2,5	6,0
$_{11}Na^{23}(p,\gamma)_{12}Mg^{24}$	305	3,5	8,6
$_{13}Al^{27}(p,\gamma)_{14}Si^{28}$	425; 560	1,35	3,4

Bei Li, B, F, Na ist bekannt, daß parallel zu (p,γ) noch die Reaktion (p,α) abläuft. Ein Vergleich der Anregungskurven für γ-Strahlen und α-Strahlen läßt interessante Schlüsse über den Reaktionsmechanismus zu. Im Falle des Bors zeigt die α-Anregungskurve dieselbe Resonanzstufe bei 180 kV, die in der γ-Anregungskurve auftritt. Hieraus wurde schon früher geschlossen, daß durch Resonanzeinfang des Protons zunächst ein verhältnismäßig langlebiger Anregungszustand von C^{12} entsteht, welcher dann dual zerfällt: entweder unter γ-Emission in normales C^{12}, oder unter α-Emission in Be^8. Dieses Ergebnis ist in bestem Einklang mit den neueren Vorstellungen, welche Bohr über den Ablauf von Kernreaktionen entwickelt hat. Interessant ist noch, daß die dritte Reaktion $(p,3\alpha)$, welche unter denselben Bedingungen auftritt, keine Resonanzstelle bei 180 kV besitzt, also offenbar über einen anderen Zwischenzustand verläuft.

Andere Verhältnisse liegen aber beim Lithium vor, dessen γ-Anregungsfunktion zwischen 100 und 300 kV noch einmal genauer aufgenommen wurde. Sie steigt in diesem Gebiete stetig an (die früher vermutete Resonanzstufe bei 200 kV hat sich nicht bestätigt), und zwar deckt sich dieser Anstieg vollständig mit dem Anstieg der α-Emission. Dagegen zeigt die α-Emission nicht den Resonanzanstieg der γ-Emission bei 440 kV. Oberhalb dieser Stufe scheinen die beiden Anregungsfunktionen wieder nahezu parallel zu verlaufen. Dies muß so gedeutet werden, daß das Verzweigungsverhältnis der (p,γ)- und (p,α)-Reaktion für alle Protonenenergien konstant ist, außer für die Resonanzenergie, wo offenbar ein Übergangsverbot für den α-Zerfall des Zwischenzustandes besteht.

Die Härte der γ-Strahlen wurde bestimmt, indem nach der Koinzidenzmethode die Absorptionskurve der durch die γ-Strahlen ausgelösten Elektronen in Aluminium aufgenommen wurde. Spalte 3 der Tab. 3 enthält die Halbwertdicken Al, Spalte 4 die daraus berechneten mittleren Quantenenergien. Für diese Umrechnungen konnten die gut bekannten Quantenenergien der γ-Strahlen von Li und F mit als Eichwerte benutzt werden. In allen Fällen außer Li ist die Quantenenergie kleiner als man erwarten sollte, wenn die ganze Bindungsenergie des Protons in einem Quant ausgestrahlt würde. Auch nimmt die Quantenenergie systematisch ab mit zunehmender Ordnungszahl. Dies bedeutet, daß mit wachsender Ordnungszahl die Bindungsenergie mehr und mehr in kleinere Quanten aufgespalten wird. Hieraus muß geschlossen werden, daß die Anregungsterme immer dichter zusammenrücken. Hiermit ist in Übereinstimmung, daß auch der Abstand der Resonanzstufen mit wachsender Ordnungszahl im ganzen deutlich kleiner wird. Auch dies ist im Einklang mit der Bohrschen Vorstellung.

Daß solche Protonen-Einfangprozesse gerade bei den angeführten Elementen der $(4n-1)$-Reihe leicht vor sich gehen, und nicht z. B. bei C, N, O[5]), dürfte seinen Grund in folgendem haben. Die entstehenden Kerne sind Mehrfache des He-Kernes. Von diesen ist empirisch bekannt, daß ihr Grundzustand sehr tief liegt (große Bindungsenergie des Protons). Nach der neuen Bohrschen Vorstellung liegen nun allgemein die Niveaus immer dichter, je höher über dem Grundzustand sie liegen. Daher werden in den genannten Fällen schon in der Nähe der Protonenenergie Null so viele Resonanzniveaus liegen, daß schon ein verhältnismäßig energiearmes Proton große Aussicht hat, eingefangen zu werden.

4. W. Bothe, H. Maier-Leibnitz und W. Maurer verfolgten eine Schwierigkeit, die bei der Reaktion $B^{10}(\alpha,p)C^{13}$ auftritt. Eine große Zahl früherer Messungen an den Protonen, die bei dieser Reaktion entstehen, führte übereinstimmend zu einer Energietönung von $3{,}0 \pm 0{,}1$ eMV, wobei angenommen wurde, daß die längste beobachtete Protonengruppe ($R_p \sim 80$ cm für Po-α) zu dem Grundzustand des entstehenden C^{13} führt. Die letztere Annahme wurde noch gestützt durch Koinzidenzversuche von v. Baeyer[6]), welche zeigten, daß diese Protonengruppe nicht mit γ-Strahlen gekoppelt ist, wie man es erwarten sollte, wenn der C^{13}-Kern nachträglich in einen tieferen Zustand überginge.

Auf der anderen Seite läßt die Energiebilanz mit Benutzung der gut bekannten Massenwerte eine größere Energietönung, $4{,}0 \pm 0{,}3$ eMV erwarten. Hieraus würde man wieder schließen, daß die 80 cm-Protonengruppe einem angeregten Zustand des C^{13} zuzuordnen ist. Diese Diskrepanz wurde experimentell verfolgt.

Zunächst zeigten neue Messungen an den Protonen, die mit einer „lichtstarken" Apparatur ausgeführt wurden, daß die Protonen weiter reichen als bisher angenommen, es tritt noch eine sehr

[6]) W. Bothe u. H. J. v. Baeyer, Gött. Nachr. 1 (1935) 195; H. J. v. Baeyer, Zeitschr. f. Phys. **95** (1935), 417.

schwache Gruppe auf mit $R_g = 91$ cm (für Po-α). Die hieraus folgende Energietönung 3,7 eMV ist jetzt in befriedigender Übereinstimmung mit den Massenwerten, man hat also hierbei den Grundzustand des C^{13} vor sich.

Gleichzeitig wird aber durch dieses Ergebnis der Schluß erhärtet, daß die 80 cm-Gruppe, an deren Realität nach den vorliegenden Messungen schwerlich gezweifelt werden kann, einem angeregten Zustand des C^{13} zuzuordnen ist (eine Deutung als „Resonanzgruppe" scheidet nach den Messungen mit RaC'- und ThC'-α-Strahlen aus). Die Schwierigkeit liegt darin, daß nach den Versuchen von v. Baeyer der zu erwartende rasche Übergang dieses Zustandes in den Grundzustand unter γ-Emission nicht beobachtbar ist.

In Anbetracht dieser Schwierigkeit wurde der Koinzidenzversuch von v. Baeyer unter wesentlich besseren Bedingungen und mit allen Vorsichts- und Kontrollmaßnahmen wiederholt. Das Auflösungsvermögen des Koinzidenzverstärkers z. B. war 30 mal besser als bei v. Baeyer. Das Ergebnis blieb dasselbe: Bei der 35 cm-Gruppe der Protonen traten die erwarteten Proton-γ-Koinzidenzen auf, nicht aber bei der 80 cm-Gruppe.

Man könnte daran denken, daß die vermißte γ-Strahlung gar nicht in Erscheinung tritt, weil sie durch innere Umwandlung vollständig in β-Strahlung übergeht. Ein derartiger Fall ist im Spektrum des RaC bekannt. Dann hätten β-Teilchen auftreten müssen, welche mit den langen Protonen koinzidieren. Es konnte durch einen verhältnismäßig einfachen Versuch gezeigt werden, daß auch dieses bestimmt nicht der Fall ist.

Durch alle diese Ergebnisse wird der Schluß nahegelegt, daß der in Frage stehende Anregungszustand metastabil ist, d. h. so lange Lebensdauer besitzt, daß die γ-Emission im allgemeinen zu spät erfolgt, um Koinzidenzen mit den vorausgegangenen Protonen zu erzeugen. Es wurde versucht, einen direkten Anhalt hierfür zu gewinnen, indem mit einer fluoroskopartigen Vorrichtung nach einem „γ-Nachleuchten" des α-bestrahlten Bors gesucht wurde. Das Ergebnis war zwar negativ, aber ein meßbarer Effekt hätte auch nur erwartet werden können, wenn der fragliche Zustand nicht allein direkt bei der Umwandlung unter Aussendung eines 80 cm-Protons, sondern auch indirekt von höheren Zuständen aus (35 cm-Gruppe) mit großer Wahrscheinlichkeit besetzt würde. So liefert dieser Versuch keine unmittelbare Entscheidung der Frage.

Auch aus dem Spektrum der Bor-γ-Strahlung, welches bis zu Energien von 2,5 eMV aufgenommen wurde, ließen sich keine bindenden Schlüsse ziehen.

Ist somit auch nicht der direkteste Nachweis eines metastabilen Zustandes des C^{13} gelungen, so ist diese Annahme doch immer noch am besten mit der Gesamtheit der Versuchsergebnisse verträglich, es sei denn, daß dieser Zustand unter einer bisher nicht beobachtbaren Strahlung zerfällt. Hier würde der erste Fall vorliegen, daß ein stabiler Kern ein Isomer besitzt.

5. K. Schmeiser verfolgte weiter die durchdringende Sekundärstrahlung der Ultrastrahlung, welche nach früheren Versuchen[7]) neben den gewöhnlichen Garben auftritt und von diesen noch durch kleine Winkeldivergenz unterschieden ist. Für die schon damals geäußerte Vermutung, daß mit dieser Sekundärstrahlung das sogenannte „zweite Maximum" der Rossischen Kurve zusammenhängt, haben sich starke Argumente aus neuen Versuchen ergeben. Nimmt man die Rossische Kurve auf für Garben verschiedener Winkeldivergenz aus Blei, so zeigt sich, daß bei den kleinen Winkeln, bei welchen die harte Sekundärstrahlung sich bemerkbar macht, auch das zweite Maximum der Rossischen Kurve stärker relativ zum ersten Maximum hervortritt. Hiernach dürfte die Rossi-Kurve in der Gegend des zweiten Maximums im wesentlichen die Anstiegskurve der harten Sekundärstrahlung darstellen.

In Wirklichkeit scheinen die Dinge noch etwas verwickelter zu liegen. Messungen über die Absorbierbarkeit der Garben im ersten und zweiten Maximum, bei großem und kleinem Divergenzwinkel lassen darauf schließen, daß schon im Blei-Sekundärstrahler selbst, sofern dieser dick genug ist, die harte Sekundärstrahlung in gewöhnliche Schauer umgewandelt wird, vermutlich durch Multiplikationsprozesse der Art, wie sie neuerdings durch theoretische Untersuchungen sehr wahrscheinlich gemacht wurden (Bhabha und Heitler).

Auch in der freien Atmosphäre scheinen harte Sekundärstrahlen mit überraschend großer Häufigkeit vorzukommen.

[7]) W. Bothe, Kernphysik (Zür. Vortr. 1936), S. 122; K. Schmeiser, Die Naturwiss. **25** (1937), 173.

(Eingegangen am 15. Oktober 1937)

Resonanzeffekte bei (α,n)-Kernumwandlungen

Von Erwin Fünfer, Gießen

(Mitteilung aus dem Physikalischen Institut der Universität Gießen)

Mit 2 Abbildungen im Text

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist, die Anregungskurven der Neutronenemission der Elemente Stickstoff und Argon beim Beschießen mit α-Strahlen zu verfolgen. Um diese Umwandlungen, die erst bei einer α-Energie von 6—7 MeV einsetzen, möglichst weitgehend zu erfassen, werden als Geschosse die energiereichen α-Strahlen von Thor C' verwendet.

Die Versuchsanordnung ist ähnlich der von Geiger und Nuttall zur Reichweitenmessung an α-Strahlen verwendeten. Im Mittelpunkt einer Messinghohlkugel von etwa 10 cm Durchesser befindet sich ein Platinkügelchen von 3 mm Durchmesser, das in Thoremanation aktiviert wird. Das Ra-γ-Äquivalent des aktiven Niederschlags auf der Kugel betrug maximal 7 mg. Zur Messung der Anregungskurven wird der Druck des Gases (Stickstoff oder Argon) in der Kugel von Null anfangend in kleinen Stufen gesteigert. Dadurch fällt immer ein neuer, kleiner Energiebereich der α-Strahlen in die Gasstrecke zwischen Präparat und Kugelwand, innerhalb dessen Umwandlungen des Gases stattfinden und Neutronen ausgelöst werden können.

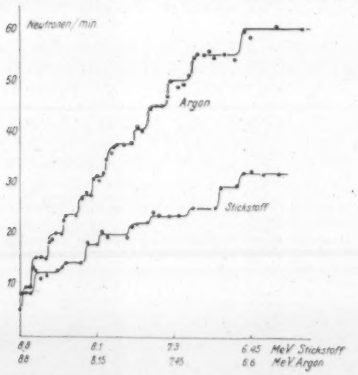


Abb. 1. Anregungskurven von Stickstoff und Argon

Auf diese Weise läßt sich eine sehr gute Definition des Weges der α-Strahlen und damit ihrer Energie erzielen.

Die entstehenden schnellen Neutronen werden in Paraffinschichten abgebremst und mit einem Proportionalzählrohr nachgewiesen, das zur Erfassung der langsamen Neutronen innen mit Bor ausgekleidet ist. Da die ausgelösten Neutronen verschiedene Geschwindigkeiten besitzen und demgemäß verschieden dicke Paraffinschichten zur Abbremsung benötigen, ist die ganze Anordnung von einem Paraffinhaus so umgeben, daß nur die aus dem Paraffin zurückgestreuten Neutronen zur Messung gelangen.

Es wurden mit dieser Anordnung die Anregungsfunktionen der Umwandlungen

$$ {}_7N^{14} + {}_2He^4 = {}_9F^{17} + {}_0n^1 $$
$$ {}_{18}A^{40} + {}_2He^4 = {}_{20}Ca^{43} + {}_0n^1 $$

untersucht. Die erste Umwandlung ist seit längerem bekannt, ohne daß eine genaue Anregungskurve vorliegt, die zweite wurde von Pollard, Schultz und Brubaker[1]) beobachtet. Die Ergebnisse sind in Abb. 1 dargestellt. Als Abszisse ist aufgetragen, die Energie, die die α-Strahlen nach Durchlaufen der Gasstrecke zwischen Präparat und Kugelwand noch besitzen, als Ordinate die Zahl der im Proportionalzähler gezählten langsamen Neutronen. Die Intensitäten bei Stickstoff und Argon sind nicht vergleichbar, da für Stickstoff ein größerer Zähler verwendet wurde.

Die Kurven zeigen, daß die Neutronenausbeute keine stetige Funktion der α-Strahlenenergie ist. Sie bestehen vielmehr aus einzelnen, eng begrenzten Gebieten großer Neutronenausbeute, die durch Gebiete getrennt sind, in denen eine Neutronenemission nicht nachweisbar ist. Die Gesamtzahl dieser Resonanzstellen innerhalb des gleichen Energieintervalls der α-Strahlen ist beim Argon größer als beim Stickstoff. Ihr gegenseitiger Abstand liegt zwischen 80

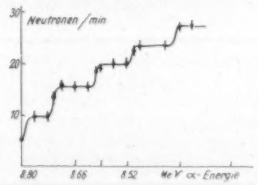


Abb. 2. Anfangsteil der Anregungskurve von Argon

und 500 ekV. Mit steigender α-Energie werden beim Argon die Abstände kleiner, während dies beim Stickstoff nicht so ausgeprägt der Fall ist. Die Breite der Resonanzniveaus ist sehr gering und entspricht etwa einer α-Reichweite von 0,6 mm, im Energiemaß also etwa 40 kV. Der in Abb. 2 vergrößert gezeichnete Anfangsteil der Argonkurve läßt dies deutlich erkennen. Eine Berechnung des Einflusses der noch vorhandenen geometrischen Ungenauigkeiten und der Reichweitenstreuung der α-Strahlen führt jedoch zu dem Ergebnis, daß dadurch eine Verwaschung der α-Strahlenenergie bewirkt werden kann, die an die Gesamtbreite der Resonanzgebiete heranreicht. Es ist also keineswegs gesagt, daß die hier gefundene Resonanzbreite eine Grenze nach unten darstellt; die Resonanzstellen können in Wirklichkeit noch wesentlich schmäler sein. Vorbedingung für die Messung solcher Resonanzkurven ist die einwandfreie Definition und Unterteilung der Geschoßenergie. Schon eine Unterteilung der α-Strahlenreichweite in Intervalle von 1,5 mm würde im vorliegenden Falle die Resonanzsprünge weitgehend verschwinden lassen.

Die Meßergebnisse lassen sich qualitativ mit der Bohrschen Auffassung vom Mechanismus der Kernumwandlungen vereinbaren. Infolge der starken

[1]) E. Pollard, H. L. Schultz u. G. Brubaker, Phys. Rev. **51** (1937), 140.

Wechselwirkung der einzelnen Kernbestandteile wird die Energie des einfallenden α-Teilchens auf alle diese Bestandteile verteilt. Es wird also eine große Zahl angeregter Kernzustände existieren, aus denen sich das Auftreten solcher Resonanzsprünge verstehen läßt. Ein einfacher Resonanzeffekt im alten Sinne kann nicht vorliegen. Dies zeigt sich besonders deutlich beim Stickstoff. Hier liegt das ganze Energiegebiet der α-Strahlen, in dem eine Neutronenemission nachweisbar ist, oberhalb der Höhe des Potentialwalles. Die Energie des α-Teilchens wird also hier in einem Kern untergebracht, der ein Einzelteilchen dieser Energie nicht enthalten kann.

Zusammenfassung

Mit den energiereichen α-Strahlen von Thor C′ werden die Anregungskurven der Neutronenemission von Stickstoff und Argon beim Beschießen mit α-Strahlen untersucht. Es wird gezeigt, daß bei beiden Elementen die Neutronenemission keine kontinuierliche Funktion der α-Energie ist, sondern daß die Auslösung der Neutronen in Resonanzstellen kleiner Breite erfolgt, außerhalb deren Neutronen nicht nachweisbar sind. Die Gesamtbreite dieser Resonanzstellen wird zu etwa 40 ekV gefunden; sie kann aber noch wesentlich kleiner sein, da die Versuchsanordnung eine Inhomogenität der α-Strahlen-Energie in ähnlicher Größe zuläßt.

(Eingegangen am 26. Oktober 1937)

Über das Ionisationsvermögen von einigen bei Kernumwandlungsvorgängen ausgeschleuderten Atomkernen

Von F. Kirchner, H. Neuert und O. Laaff, Köln

(Aus dem Institut für techn. Physik der Universität Köln)

Mit 5 Abbildungen im Text

Inhalt: Einleitung. — Das Ionisationsvermögen der Wasserstoffisotopen. — Das Ionisationsvermögen der He^3-Teilchen. — Zusammenfassung.

Einleitung

Bei der Untersuchung von Kernumwandlungsvorgängen verwendet man bekanntlich fast ausschließlich solche Beobachtungsmethoden, die eine Registrierung von einzelnen Teilchen gestatten. Wenn die betreffende Methode den Ionisationseffekt des einzelnen Teilchens quantitativ zu messen erlaubt, können aus dem spezifischen Ionisationsvermögen auch Schlüsse auf die Natur der Teilchen gezogen werden. Dazu ist es aber notwendig, das Ionisationsvermögen und seine Abhängigkeit von der Reichweite möglichst genau zu kennen, da sich die Ionisationswirkung in den letzten Millimetern der Reichweite ganz beträchtlich ändert. Der genaue Verlauf ist bisher nur am α-Teilchen und am Proton[1]) gemessen worden; dagegen liegen noch keine Messungen für die übrigen bei Kernumwandlungsprozessen auftretenden Teilchen vor.

Wie wichtig aber die Kenntnis des Ionisationsvermögens für die Beurteilung von Kernumwandlungsprozessen ist, geht z. B. aus der Tatsache hervor, daß die Frage nach der Natur der bei der Beschießung von Beryllium mit Protonen wegfliegenden Teilchen, die von Döpel[2]) zuerst beobachtet worden sind, trotz verschiedener Untersuchungen lange zweifelhaft gewesen ist[3]). Da auch unsere Nebelkammerbeobachtungen keine einwandfreie Entscheidung ermöglichten, haben wir im Rahmen von Versuchen, das Ionisationsvermögen der Wasserstoff- und der Heliumisotopen mittels Ionisationskammer und Proportionalverstärker zu bestimmen, die Umwandlung von Beryllium erneut studiert.

Das Ionisationsvermögen der Wasserstoffisotopen

Die Versuchsapparatur ist dieselbe, die schon bei den Untersuchungen über das Ionisationsvermögen schneller Lithiumteilchen verwendet worden ist[4]). Bei allen Versuchen wurden als Austrittsfenster für die Trümmerteilchen farbige Glimmerhäutchen verwendet, deren Luftäquivalent 2 bis 3 mm betrug. Die Messungen wurden mit Ionisationskammern von 2 bzw. 3 mm Tiefe vorgenommen; die erhaltenen Ausschläge wurden mit einer Braunschen Röhre photographisch registriert. Der Abstand der Kammer vom Austrittsfenster war durch Zwischenschieben von festen Ringen entsprechender Dicke jeweils bis auf 0,1—0,2 mm festgelegt. Zur Kontrolle der Empfindlichkeit des Verstärkers und der Registriervorrichtung wurde nach jeder Meßreihe die Ionisationskurve für Po-α-Teilchen über mehrere Millimeter aufgenommen.

In den im folgenden dargestellten Kurven sind die Werte für das Ionisationsvermögen in einer 2 mm tiefen Kammer aufgezeichnet. Als Abszisse ist immer der Abstand der Mitte der Kammer vom Ende der Reichweite, als Ordinate die Größe des Ionisationsstoßes in der 2 mm tiefen Kammer aufgetragen. Diese Art der Aufzeichnung bedingt, daß die erhaltenen Ionisationskurven nicht durch den Anfangspunkt des Koordinatensystems gehen (vgl. z. B. Abb. 3); die Ordinate im Nullpunkt gibt die

[1]) Vgl. z. B. G. Stetter u. W. Jentschke, Phys. Zeitschr. **36** (1935), 441.

[2]) R. Döpel, Zeitschr. f. Phys. **91** (1934), 796.

[3]) M. L. E. Oliphant, Intern. Conf. on Physics, London (Okt. 1934); F. Kirchner u. H. Neuert, Phys. Zeitschr. **36** (1935), 54; M. L. E. Oliphant, A. E. Kempton u. Lord Rutherford, Proc. Roy. Soc. London **150** (1935), 241; B. Zipprich, Zeitschr. f. Phys. **98** (1936), 337; J. S. Allen [Phys. Rev. **51** (1937), 182.

[4]) F. Kirchner, H. Neuert u. O. Laaff, erscheint in Ann. d. Phys.; im Druck.

Ionisation im letzten Millimeter der Reichweite an. Jeder in den Abbildungen eingezeichnete Meßpunkt stellt das Mittel aus mindestens 250 Messungen von Einzelausschlägen dar; die Schwankungen um den Mittelwert waren in der Hauptsache durch die statistischen Schwankungen in der Reichweite und der Verstärkeranordnung verursacht.

1. Deuteronen. Bei den Messungen an den Trümmerteilchen von Beryllium bei Beschießung mit Protonen von 140 ekV wurde die Ionisationskammer allmählich an das Austrittsfenster herangeschoben. Bei 2 mm Abstand sind die Ausschläge alle von ungefähr derselben Größe; diese entspricht etwa der von α-Teilchen in den letzten 2 mm ihrer Reichweite hervorgerufenen Ionisation. Wenn man aber die Kammer noch 1 mm näher heranbringt,

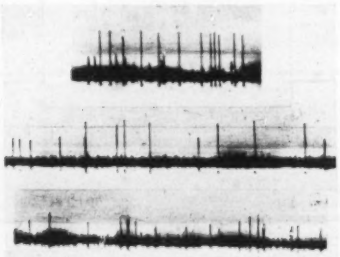


Abb. 1. Ionisationsstöße der α-Teilchen und Deuteronen der Umwandlung von Beryllium durch Protonen
Oben: Kammer unmittelbar vor dem Austrittsfenster
Mitte: Kammer in 1 mm Abstand vom Austrittsfenster
Unten: Kammer in 2 mm Abstand vom Austrittsfenster

werden die Ausschläge wesentlich größer und bilden nun deutlich zwei getrennte Gruppen. Bringt man schließlich die Kammer unmittelbar vor das Austrittsfenster, so wird der Unterschied zwischen den beiden Gruppen von Ausschlägen noch deutlicher; die zuvor größeren Ausschläge sind jetzt noch etwas größer, die zuvor kleineren merklich kleiner geworden. Aus der aus Nebelkammeraufnahmen bekannten Gesamtreichweite der Teilchen und der bekannten Ionisationskurve für α-Teilchen kann man schließen, daß die Gruppe der größeren Ausschläge von den α-Teilchen der Umwandlung Be^9 $(p;\alpha)$ Li^6 herrührt; die Gruppe der kleineren Ausschläge kann dann nur von den Deuteronen des Prozesses Be^9 $(p;D)$ Be^8 verursacht worden sein. In Abb. 1 sind Ausschnitte aus dem Filmstreifen für diese 3 Stellungen der Ionisationskammer dargestellt. Auf den beiden oberen Filmstreifen sind deutlich die beiden Gruppen von Ausschlägen erkennbar. In Abb. 2 sind die Größen der gemessenen Ionisationsstöße als Funktion des Abstands der Ionisationskammer vom Austrittsfenster aufgetragen.

Wie aus der Abb. 2 ersichtlich, steigt das Ionisationsvermögen der Deuteronen vom Ende der Reichweite aus allmählich an, erreicht ein Maximum und fällt dann langsam wieder ab. Die Lage des Reichweitenendes kann infolge der hier sehr geringen Ionisation nicht genau angegeben werden. Wie weiter unten gezeigt werden soll, kann man aber aus der genau gemessenen Lage des maximalen Ionisationsvermögens der Tritonen schließen, daß das Ionisationsmaximum der Deuteronen etwa 3,5 bis 4 mm vom Ende der Reichweite entfernt liegt. Das hat zur Folge, daß man für die Deuteronen eine um 0,5—1 mm größere Reichweite als für die α-Teilchen annehmen muß, wie aus der Abb. 2 klar ersichtlich ist. In der Nebelkammer konnten die beiden dicht beieinanderliegenden Gruppen nicht

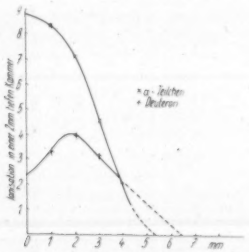


Abb. 2. Gemessene Ionisation der Trümmerteilchen von $Be^9 + p$ als Funktion des Abstands der Ionisationskammer vom Austrittsfenster

voneinander unterschieden werden; doch sollte die gemessene „mittlere" Reichweitengruppe eine erheblich größere Schwankung um die wahrscheinlichste Reichweite aufweisen, als erwartet. Tatsächlich wurde die Breite der in der Nebelkammer gemessenen Reichweitengruppe aller Trümmerteilchen zu 1,6 mm bestimmt[5]), während man für α-Teilchen von 7,5 mm Reichweite nach den Messungen von Briggs[6]) nur eine mittlere Schwankung von 1 mm erwarten sollte.

Bei 140 ekV Protonenenergie wurden insgesamt 684 Deuteronen und 553 α-Teilchen registriert. Das Ausbeuteverhältnis ergibt sich daraus zu $1{,}24 \pm 0{,}0$, während Allen (a. a. O.) im Spannungsbereich von 45—120 kV im Mittel ebensoviele α-Teilchen wie Deuteronen gefunden hat.

2. Tritonen. Die Bestimmung des Ionisationsvermögens von Tritonen wurde an den bei der Umwandlung $D(D;p)T$ entstehenden Tritonen mit einer Reichweite von 16 mm[7]) vorgenommen. Wie

[5]) H. Neuert, Phys. Zeitschr. **36** (1935), 629.
[6]) G. H. Briggs, Proc. Roy. Soc. London 114 (1927), 343.
[7]) M. L. E. Oliphant, P. Harteck u. Lord Rutherford, Proc. Roy. Soc. London **144** (1934), 692.

aus Abb. 3 ersichtlich, steigt das Ionisationsvermögen der Tritonen vom Ende der Reichweite aus noch langsamer an als für Deuteronen, erreicht einen maximalen Wert und nimmt dann allmählich wieder ab; aus der bekannten Gesamtreichweite wurde ermittelt, daß das Maximum des Ionisationsvermögens 5,5—6 mm vom Ende der Reichweite entfernt liegt. Die Höhe des Maximums ist für Tritonen und Protonen innerhalb der Meßgenauigkeit gleich; sie beträgt 40—45 v. H. des zum Vergleich mit derselben Apparatur gemessenen maximalen Ionisationsvermögens von Po-α-Teilchen. Die relative Meßgenauigkeit beträgt etwa 5 v. H. Dabei muß darauf hingewiesen werden, daß dieser Wert gemessen wurde für Braggsche Ionisationskurven, also für Bündelkurven. Die Bündelkurven zeigen

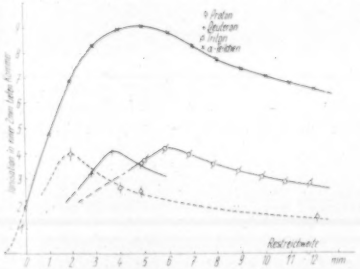


Abb. 3. Gemessene Ionisation durch Protonen, Deuteronen und Tritonen als Funktion des Abstandes vom Ende der Reichweite

bekanntlich einen — je nach der Größe der Reichweitenstreuung — etwas niedrigeren Wert für die Größe des maximalen Ionisationsvermögens als die an einzelnen Teilchen aufgenommenen Kurven (Einzelkurven). Die oben angegebene Fehlergrenze von 5 v. H. ist zu einem großen Teil dadurch bedingt, daß Bündelkurven von Teilchen mit wesentlich verschiedenen Reichweiten (α-Teilchen von 39 mm, Tritonen von 16 mm und Deuteronen von 8 mm Reichweite), und damit verschieden großer Reichweitenstreuung miteinander verglichen wurden.

Für die Lagen und die Größen der Maxima des Ionisationsvermögens von Isotopen besteht bekanntlich eine einfache Beziehung: Der Energieverlust pro Wegeinheit $-\frac{dT}{dx}$ eines Ions beim Durchgang durch Materie ist nur eine Funktion der Ladung und der Geschwindigkeit[8]). Daraus folgt sofort, daß die Kurven für die Abhängigkeit des Ionisationsvermögens von Isotopen von der Geschwindigkeit untereinander identisch sind, und daß die Kurven für die Abhängigkeit des Ionisationsvermögens von der Reichweite durch einfache Vergrößerung oder Verkürzung des Abszissenmaßstabs (Reichweite) im Verhältnis der Isotopenmassen auseinander hervorgehen. Das bedeutet, daß bei Isotopen auch das maximale Ionisationsvermögen bei der gleichen Lineargeschwindigkeit liegt. Da die Reichweite für Teilchen gleicher Ladung und Geschwindigkeit proportional der Teilchenmasse sein muß, müssen sich die Abstände der Maxima des Ionisationsvermögens vom Ende der Reichweite wie die Massen der Isotopen verhalten[9]).

Man kann demnach aus der gemessenen Kurve für das Ionisationsvermögen des Tritons die entsprechende Kurve für das Deuteron, insbesondere die Lage des Maximums des Ionisationsvermögens ermitteln. Da dieses für das Triton in 5,5—6 mm Abstand vom Reichweitenende gefunden wurde, liegt das Maximum für das Deuteron 3,8—4 mm vom Ende der Reichweite entfernt.

3. Protonen. Nach den obigen Überlegungen müßte man erwarten, daß auch die Protonen dasselbe maximale Ionisationsvermögen wie die Tritonen und Deuteronen besitzen. Das Maximum des Ionisationsvermögens müßte etwa 2 mm vom Ende der Reichweite entfernt liegen. Wir haben mit einer 2 mm tiefen Ionisationskammer das Ionisationsvermögen der Protonen des Prozesses $D(D;p)T$ vor allem in den letzten Millimetern ihrer Reichweite (14,7 cm) gemessen. Dabei ergaben sich freilich im Gebiet der maximalen Ionisation beträchtliche Schwankungen der Ausschlagsgröße, die offenbar durch die hier besonders starke Reichweitenstreuung und durch die endliche Tiefe der Ionisationskammer bedingt sind.

[8]) Vgl. z. B. H. Bethe, Ann. d. Phys. (5) **5** (1930), 325.

[9]) Die obigen Überlegungen sind wohl allgemein für Teilchen mit niedriger Ordnungszahl gültig, unabhängig von der speziellen Form des mathematischen Ansatzes für den Energieverlust. Bekanntlich [vgl. z. B. P. M. S. Blackett, Proc. Roy. Soc. London **135** (1932), 132] besteht gerade für den hier interessierenden Bereich kleinerer Geschwindigkeiten zwischen der von Bethe (a. a. O.) abgeleiteten Formel für $-\frac{dT}{dx}$ und den experimentell gefundenen Werten keine gute Übereinstimmung, da hier die Teilchengeschwindigkeiten von der Größenordnung der Bahngeschwindigkeiten werden. Für die Lage des Ionisationsmaximums ergibt sich aus

$$-\frac{dT}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m v^2} \cdot Z \cdot N \ln \frac{2 m v^2}{E}$$

durch Extremwertbildung

$$\ln \frac{2 m v_{\max}^2}{E} = 1;$$

hiernach ist die Geschwindigkeit im Ionisationsmaximum auch von der Ladung des Teilchens unabhängig. Diese Folgerung steht einigermaßen mit dem experimentellen Befund im Einklang; für Wasserstoffteilchen wird $v_{\max}$ zu $5{,}35 \cdot 10^8$ cm/sec, für Heliumteilchen zu $6{,}2 \cdot 10^8$ cm/sec gefunden. (Es ist bemerkenswert, daß diese Geschwindigkeit ungefähr mit derjenigen übereinstimmt, für die die Elektronen ein Maximum des differentialen Ionisationsvermögens aufweisen; dieses wurde von Buchmann [E. Buchmann, Ann. d. Phys. **87** (1928), 509] bei $\beta = 0{,}024$, entsprechend einer Geschwindigkeit von $7{,}2 \cdot 10^8$ cm/sec gefunden.)

(Beide Ursachen wirken sich wegen des zu erwartenden steileren Verlaufs der Ionisationskurve besonders stark aus). Es ist deshalb nicht überraschend, daß der Mittelwert der registrierten Ausschläge hier etwa 15—20 v. H. niedriger gefunden wird als der der Tritonen und Deuteronen. Unter den registrierten Ausschlägen fanden sich aber eine beträchtliche Anzahl von Ausschlägen, die ebenso groß waren wie diejenigen von Tritonen und Deuteronen im Maximum der Ionisation, so daß man wohl Grund hat zu der Annahme, daß das maximale Ionisationsvermögen des Protons mit dem des Tritons und Deuterons übereinstimmt. (Die mittleren Werte der gemessenen Ausschläge würden eine „Bündelkurve" für die Reichweite 14,7 cm ergeben, die von einer Einzelkurve erheblich abweicht).

Die Lage des Maximums konnte infolge der starken Reichweitenstreuung nicht direkt gemessen werden. Nimmt man an, daß das Maximum in Übereinstimmung mit den obigen Überlegungen 2 mm vom Ende der Reichweite entfernt liegt, und berücksichtigt man, daß das Maximum für Protonen nach unseren Meßergebnissen (vgl. oben) wahrscheinlich ebenso hoch ist wie für Deuteronen und Tritonen, dann erhält man für das Ionisationsvermögen des Protons den in Abb. 3 gezeichneten Verlauf.

Das Ionisationsvermögen von Protonen ist bereits von Schmidt und Stetter[10]) mit der Ionisationskammer an H-Strahlen aus Paraffin gemessen worden. Das maximale Ionisationsvermögen wurde von diesen Forschern noch etwas kleiner gefunden als in der vorliegenden Untersuchung; dies ist nach brieflicher Mitteilung von Herrn Prof. Stetter wohl darauf zurückzuführen, daß außer der endlichen Kammertiefe noch andere Umstände eine Verflachung des Ionisationsmaximums vorgetäuscht haben.

Das Ionisationsvermögen der He^3-Teilchen

Die Messung des Ionisationsvermögens von He^3-Teilchen wurde an den dem Prozeß $Li^6(p;\alpha)He^3$ entstammenden Teilchen vorgenommen. Das Luftäquivalent der als Austrittsfenster dienenden Glimmerschicht betrug 3 mm, so daß — bei einer Gesamtreichweite von 12 mm — die Ionisationswirkung auf den letzten 9 mm der Reichweite gemessen werden konnte. Die erhaltene Abhängigkeit von der Restreichweite ist in Abb. 4 aufgetragen. Das Ionisationsvermögen steigt vom Ende der Reichweite aus noch steiler an als im Falle der α-Teilchen, erreicht das Maximum deshalb schon in etwa 3,5 mm Abstand vom Ende der Reichweite und nimmt dann allmählich wieder ab. Der Betrag des maximalen Ionisationsvermögens wurde bei sämtlichen Meßreihen, bei denen die Versuchsbedingungen mehrfach verändert wurden, immer etwa 3—5 v. H. kleiner gefunden als derjenige für Po—α-Teilchen.

[10]) E. W. A. Schmidt u. G. Stetter, Wien. Berichte **139** (1930), 123.

Wie schon oben erwähnt, kann man den Verlauf der Abhängigkeit des Ionisationsvermögens der He^3-Teilchen aus der für α-Teilchen genau bekannten

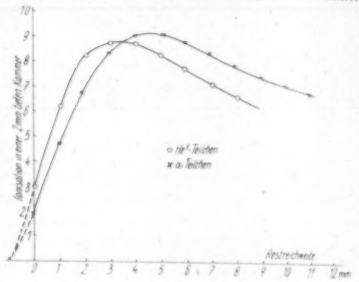


Abb. 4. Gemessene Ionisation durch He^3-Teilchen als Funktion des Abstandes vom Ende der Reichweite

Braggschen Kurve ableiten, indem man die Abszisse (Reichweite) im Verhältnis der Isotopenmassen 4 : 3 verkürzt. Die gute Übereinstimmung der gemessenen und der aus der Braggschen Kurve ermittelten Kurve zeigt die Abb. 5. Ob die beobachteten kleinen Abweichungen durch einen unterschiedlichen Verlauf der Umladungen längs der Reichweite bedingt sind, können wir nicht entscheiden. Wir glauben jedenfalls, daß die Unterschiede nicht nur durch statistische Schwankungen der Registrieranordnung hervorgerufen sind.

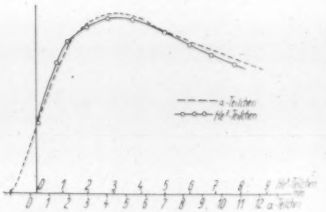


Abb. 5. Vergleich der gemessenen Ionisationskurve für He^3-Teilchen mit der im Verhältnis 4:3 verkürzten Braggschen Kurve für α-Teilchen

Bei der Arbeit wurde ein 100-kV-Transformator verwendet, der uns von der Hochspannungs-Gesellschaft Köln freundlicherweise zur Verfügung gestellt worden ist. Ferner wurden noch einige Apparate verwendet, die seinerzeit im Münchener Institut für theoretische Physik aus Mitteln der Rockefeller-Stiftung beschafft worden sind.

Zusammenfassung

Im Rahmen von Versuchen über das Ionisationsvermögen der Wasserstoff- und Heliumteilchen mittels Ionisationskammer und Proportionalver-

stärker wird das Ionisationsvermögen der bei der Beschießung von Beryllium mit Protonen entstehenden Trümmerteilchen erneut untersucht. Dabei werden sowohl α-Teilchen als auch Deuteronen beobachtet, die sich um so deutlicher unterscheiden, je weiter die Kammer vom Reichweitenende entfernt ist. Die Reichweite der Deuteronen muß um 0,5—1 mm größer sein als die der α-Teilchen.

Die hierbei erhaltene Ionisationskurve für die Deuteronen wird mit den an den Tritonen und den Protonen der Umwandlung $D(D;p)T$ gemessenen Kurven für das Ionisationsvermögen verglichen. Das maximale Ionisationsvermögen ist für die drei Wasserstoffisotopen innerhalb der Meßgenauigkeit das gleiche und beträgt 40—45 v. H. desjenigen von α-Teilchen. Die Abstände der Maxima vom Ende der Reichweite müssen sich für Isotopen wie die Isotopenmassen verhalten. Da das Maximum für Tritonen in 6 mm Abstand vom Ende der Reichweite gefunden wurde, muß es für Deuteronen 4 mm, für Protonen 2 mm vom Ende der Reichweite entfernt liegen.

Für die bei der Umwandlung $Li^6(p;\alpha)He^3$ entstehenden He^3-Teilchen liegt das Maximum der Ionisation in 3,5 mm Entfernung vom Reichweitenende. Das maximale Ionisationsvermögen wird zu 3—5 v. H. geringer gefunden als dasjenige des α-Teilchens.

(Eingegangen am 14. Oktober 1937)

Das kontinuierliche Beta-Spektrum des Ra E[1])

Von Arnold Flammersfeld, Berlin-Dahlem

(Aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Chemie, physikalisch-radioaktive Abteilung)

Mit 4 Abbildungen im Text

Inhalt: 1. Beta-Strahl Spektrograph. 2. Störende Sekundäreffekte. 3. Energieverteilung der primären Beta-Strahlen des Ra E. 4. Vergleich mit der Theorie. — Zusammenfassung.

Die vorliegende Arbeit hat das Ziel, das Spektrum des Ra E bis zu möglichst kleinen Energien zu verfolgen und gleichzeitig zu untersuchen, wie weit die verschiedenen Fehlerquellen auf die Meßresultate verfälschend wirken können.

Die Zerlegung der vom Präparat emittierten Beta-Strahlen in ein Spektrum geschah auf magnetischem Wege nach der Danyszschen Halbkreismethode. Ein Kasten aus Elektronmetall enthält möglichst weit von den Wänden entfernt die Quelle und einen einzigen Spalt, der als Abbildespalt dient. Die Elektronen, die auf einem Halbkreis von 4 cm Radius laufen, gelangen durch einen Spalt von 0,8 mm Breite in den Geiger-Müller-Zähler, wo sie registriert werden. Zur Herabsetzung der Streustrahlung von den Wänden war der Kasten im Innern ganz mit 2 mm starken Kohleplatten ausgekleidet. Im Spektrographen selbst herrscht Hochvakuum, und da der Zähler mit etwa 12 cm Luft gefüllt ist, muß der Zählerspalt mit einer Folie verschlossen sein. Die vorliegende Konstruktion war nun derart, daß die Elektronen auf ihrem Wege in den Zähler nur eine einzige Zaponlackfolie von 2 μ Dicke zu durchlaufen hatten. Zur Bestimmung des Nulleffektes war im Strahlengang eine Blende angebracht, die nur wenig größer war als der Querschnitt des Strahlenbündels an dieser Stelle. Als Zahl der vorhandenen Teilchen bei einer bestimmten Feldstärke wurde stets die Differenz zweier Werte ohne und mit eingeschalteter Blende genommen. Die Herstellung der Präparate geschah in der Weise, daß auf Platin elektrochemisch abgeschiedenes Ra E mit wenig Salzsäure abgelöst und ein winziges Tröpfchen davon auf der endgültigen Unterlage eingetrocknet wurde.

Die Hauptschwierigkeit der Beta-Spektroskopie ist das Feststellen und Vermeiden folgender vier Fehlermöglichkeiten:

1. Geschwindigkeitsverluste in der Präparatschicht, falls diese eine gewisse Dicke besitzt.
2. Streustrahlung von den Wänden und Spalten.
3. Rückstreuung von der Quellenunterlage.
4. Absorption und Streuung in der Zählerverschlußfolie.

Um den ersten Punkt zu prüfen, wurde das Linienspektrum des Th B aufgenommen. Dabei zeigte sich, daß die Herstellungsweise der Präparate von großem Einfluß auf die Schärfe der Linien war, und es konnte schließlich erreicht werden, daß auch die weichsten Linien sehr intensiv erschienen. In Abb. 1 ist der Anfang des Th B-Spektrums wiedergegeben, die außerordentliche Schärfe der Linie A von 25 kV ($H\varrho = 631$ Gauss·cm) beweist, daß ein Inhomogenwerden homogener Geschwindigkeitsgruppen selbst bei diesen Energien praktisch vermieden werden konnte. Mit Hilfe dieser Linien konnte auch eine Prüfung auf Streustrahlung fremder Energie vorgenommen werden. Die Linie A z. B. ist etwa 21 mal so hoch wie das kontinuierliche Spektrum in der Umgebung von ihr. In der Mitte muß also die in den Zähler gelangende Strahlung zu mehr als 95 v. H. homogen sein. Nun wurde vor dem Zählerspalt zusätzlich eine Zaponlackfolie von 2 μ Dicke vorgeschaltet und die Schwächung in den Linienmitten und im kontinuierlichen Spektrum in der Nachbarschaft gemessen. Die Meßpunkte liegen alle auf einer monotonen Kurve, so daß also z. B. in der Nachbarschaft der Linie A auch das Kontinuum zu einem ähnlichen Hundertsatz homogen sein muß. Nicht so einfach liegt es nun bei der Frage der Rückstreuung von der Quellenunterlage. Denn da die rückgestreuten Elektronen aus unmittelbarer Nähe der Quelle kommen, kann man sie nicht so ohne weiteres von den direkt aus-

[1]) Die ausführliche Arbeit erscheint demnächst.

gesandten unterscheiden. Da sie aber vorzugsweise kleine Energien haben werden, müssen sie sich bei der Bildung der mittleren Energie dadurch bemerkbar machen, daß diese zu klein ausfällt.

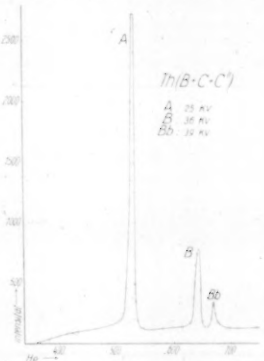


Abb. 1. Teil des Beta-Spektrums von Th B. Unterhalb $H\varrho = 360$ ($E = 12$ ekV) ist die Zählerfolie undurchlässig

Die ersten Messungen wurden mit einem Diamanten von 0,4 mm Dicke als Unterlage angestellt. Gewählt wurde dieses Material deshalb, weil Kohlenstoff nach Schonland die geringste Rückstreuung

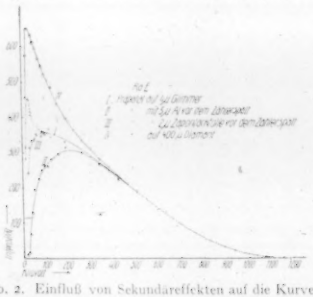


Abb. 2. Einfluß von Sekundäreffekten auf die Kurvenform

aufweist. Das Ergebnis zeigt Kurve *IV* in Abb. 2, worin wie auch in den folgenden Kurven als Abszisse die Energie der Beta-Strahlen und als Ordinate die bei dieser Energie vorhandene Zahl von Teilchen aufgetragen ist. An ihr war von vornherein auffällig die große Zahl von langsamen Elektronen, und es erhob sich die Frage, ob diese durch irgendeinen sekundären Effekt verursacht würde. Da durch die Absorptionsversuche in den intensiven Linien gezeigt war, daß Wandstreustrahlung als Ursache nicht in Frage käme, blieb noch die Möglichkeit, daß die Kurve stark durch rückgestreute Strahlung gefälscht sein könnte. Nahegelegt wurde dies durch eine Integration über die Kurve, die als mittlere Energie 300 ekV ergab, während nach den genauen kalorimetrischen Messungen von Meitner und Orthmann[2]) diese 337 ekV ± 6 v.H. sein sollte. Daher wurde dieselbe Meßkurve mit einem Präparat aufgenommen, das auf einer wesentlich dünneren Unterlage, nämlich Glimmerfolie von 4 μ Dicke hergestellt war. Die damit erhaltene Energieverteilung zeigt Kurve *I*. Man sieht, daß bei großen Energien die Kurven *I* und *IV* sich sehr gut zur Deckung bringen lassen, während der Anteil der kleinen Energien bei Kurve *I* erheblich abgesunken ist. Die Diamantkurve liegt in diesen Gebieten stellenweise bis zu 50 v. H. höher. Das zeigt also ganz eindeutig, daß die große Zahl langsamer Elektronen beim Diamantpräparat durch

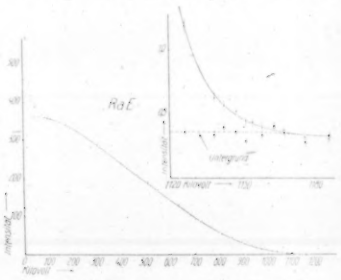


Abb. 3. Energieverteilungskurve des Ra E. Gestrichelter Teil extrapoliert. Oberes Ende vergrößert dargestellt

rückgestreute Elektronen verursacht war, die natürlich wegen der dünnen Zählerverschlußfolie bei diesen Versuchen zum erstenmal so stark in Erscheinung treten konnten. Die Kurve mit dem Glimmerpräparat muß also der wirklichen Verteilung schon bedeutend näher kommen. Aber man wird nicht erwarten dürfen, daß die Rückstreuung schon völlig beseitigt ist. Eine von H. W. Schmidt im Jahre 1907 abgeleitete Formel für die Rückdiffusion von Elektronen an Folien gestattet nun eine ungefähre Abschätzung des Effektes. Diese Rechnung läßt es berechtigt erscheinen, das Spektrum unterhalb 100 kV in der in Abb. 3 gestrichelten Weise zu extrapolieren, wenn auch ihre Genauigkeit nicht ausreicht, zu entscheiden, ob die Kurve noch etwas weiter steigt oder vielleicht unterhalb dieser Energie etwas fällt. Die so extrapolierte Kurve, die also kein Maximum hätte, liefert als mittlere Energie 331 ekV. Es ist in Aussicht genommen, die Versuche mit noch dünneren Präparatfolien fortzusetzen.

[2]) L. Meitner u. W. Orthmann, Zeitschr. f. Phys. **60** (1930), 143.

Die Abb. 3 enthält noch das obere Ende des Spektrums in einem bedeutend vergrößerten Maßstab mit den mittleren Fehlern, um zu zeigen, wie das Spektrum bei 1170 kV in den Untergrund einmündet. Um zu untersuchen, wieweit die Schwächung in der Zählerverschlußfolie die Kurvenform beeinflußt, wurde zusätzlich vor dem Zählerspalt eine weitere Folie angebracht. Kurve *II* der Abb. 2 ist mit einer 5 μ dicken Aluminiumfolie aufgenommen. Sie zeigt deutlich, daß man durch eine genügend dicke Folie ein Maximum vortäuschen kann, welches natürlich um so weiter bei hohen Energien liegt, je dicker die Folie ist. Außerdem sieht man sehr schön, wie sich die beiden Effekte Rückstreuung von einer dicken Unterlage und Schwächung in einer dicken Zählerfolie in unkontrollierbarer Weise teilweise aufheben können. Kurve *III* derselben Abbildung zeigt noch die Veränderung durch eine 2 μ

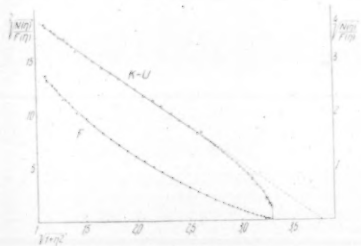


Abb. 4. Fermi-Diagramm und Konopinski-Uhlenbeck-Diagramm

dicke Zaponlackfolie. Unterhalb 100 kV hat sie zur Folge, daß man von dem Rückstreueffekt gar nichts mehr merkt. Oberhalb dieser Energie ruft die Folie aber keine Veränderung mehr hervor, so daß auch die eigentliche Zählerverschlußfolie dort sicher keinen Einfluß mehr hat. Demnach ist die Energieverteilungskurve von 100 kV an von allen sekundären Einflüssen gereinigt und es erscheint berechtigt, sie von da ab bis zu den höchsten Energien als richtig zu betrachten. Es ist daher von Interesse, sie mit den vorliegenden theoretischen Formeln zu vergleichen. Zu diesem Zweck ist die Kurve nach einem von Curie, Richardson und Paxton angegebenen Verfahren umgerechnet worden. Einmal so, daß die Meßpunkte nach der Umrechnung alle auf einer Geraden liegen sollten, wenn die Fermische Formel richtig ist, das zweite Mal so, daß das gleiche der Fall sein soll, wenn die Konopinski-Uhlenbeckschе Formel zutreffend ist. Abb. 4 zeigt, daß die Fermische Formel keineswegs die Ergebnisse richtig darstellt. Dagegen ist die Konopinski-Uhlenbeckschе Formel mit den Meßergebnissen bei mittleren Energien gut im Einklang, wie auch schon alle bisherigen Arbeiten ergeben haben. Die vorliegenden Messungen zeigen darüber hinaus, daß diese Übereinstimmung auch bis zu etwa 100 kV recht gut ist. Allerdings ist die Methode etwas unempfindlich gegen geringe Abweichungen. Bei den höchsten Energien in der Nähe der oberen Grenze zeigen sich aber in Übereinstimmung mit Lyman[3]) und im Gegensatz zu O'Conor[4]) Abweichungen, die weit außerhalb der Meßfehler liegen. Hoyle[5]) versucht diesen Unterschied durch eine endliche Neutrinomasse zu erklären. An seinen Formeln ist interessant, daß die Differenz zwischen dem Abszissenschnittpunkt der *K—U*-Geraden und dem experimentellen Endpunkt des Spektrums unmittelbar die Masse des Neutrinos liefern soll. Das wäre in Abb. 4 ziemlich genau die halbe Elektronenmasse, doch stimmt die Hoylesche Kurve für diesen Fall verhältnismäßig schlecht mit den experimentellen Punkten überein.

Zusammenfassung

Ein streuungsfreier Spektrograph wird beschrieben, der Beta-Teilchen von 12 kV noch nachzuweisen gestattet. Präparate mit besonders dünner Schicht werden hergestellt und mit ihnen die Einflüsse von Zählerverschlußfolien und Quellenunterlagen untersucht. Mit Ra E-Präparaten, die auf dünnen Glimmerfolien niedergeschlagen sind, wird eine Energieverteilungskurve aufgenommen, die von 100 kV bis zur oberen Grenze frei von allen sekundären Einflüssen ist. Diese Kurve wird mit den aus der Theorie des Beta-Zerfalls abgeleiteten Energieverteilungen verglichen.

[3]) E. Lyman, Phys. Rev. **51** (1937), 1.
[4]) J. S. O'Conor, Phys. Rev. **52** (1937), 393.
[5]) F. Hoyle, Proc. Camb. **33** (1937), 277.

(Eingegangen am 18. Oktober 1937)

Über den Breiteneffekt der kosmischen Ultrastrahlung

Von Alfred Ehmert, Friedrichshafen a. B.

(Mitteilung aus dem Bodenseelaboratorium des Phys. Instituts der T. H. Stuttgart)

Mit 3 Abbildungen im Text

Inhalt: Die Absorptionskurve der kosmischen Ultrastrahlung für senkrechten Einfall kann jetzt aus Messungen mit Zählrohrkoinzidenzen für den großen Tiefenbereich von 0,13 m bis zu etwa 1000 m Wasseräquivalent angegeben werden. Es ergeben sich neue Gesichtspunkte für eine Aufteilung der Intensität in zwei je durch einen Absorptionsexponenten charakterisierten Komponenten. Diese Aufteilung kann durch die sich aus ihr ergebenden Folgerungen für den Breiteneffekt an vorhandenen Messungen geprüft und bestätigt werden. Die harte Komponente besteht primär aus elektrisch geladenen Teilchen, zwischen deren Energie und Reichweite eine ziemlich eindeutige Beziehung bestehen muß.

Zur Ausmessung der Absorptionskurve der kosmischen Ultrastrahlung hat sich die Abzählung

der einzelnen Teilchen durch die von ihnen ausgelösten Entladungskoinzidenzen mehrerer Zählrohre als besonders überlegen erwiesen, nachdem es gelungen ist, die Technik dieser Methode den bei solchen Messungen auftretenden Bedingungen anzupassen. Regener und Pfotzer[1,2] konnten die Intensitätskurve im Bereich der Stratosphäre von etwa 0,13 m Wasseräquivalent ab (29 km Höhe ü. M.) angeben. Ihre Messungen fanden in unseren Messungen auf der Zugspitze[3]), in Stuttgart und im Bodensee[4]) ihre Fortsetzung.

Das Ergebnis all dieser Messungen zeigt Abb. 1. In dieser Abbildung wurde der Logarithmus der Intensität gegen den Logarithmus der Absorberdicke aufgetragen. In den angeschriebenen Intensitäten sind nur Teilchen erfaßt, welche mindestens 4 g/cm² durchdringen können. Die Absorberdicke ist in m Wasseräquivalent angegeben. Dabei wurde die Atmosphäre massenproportional umgerechnet und einbezogen.

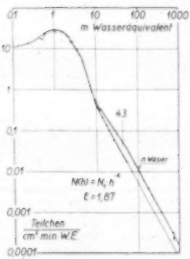


Abb. 1.
Die Absorptionskurve der kosmischen Ultrastrahlung

Die Messungen von Pfotzer reichen bis zu etwa 7,5 m WÄ. (Wasseräquivalent). Die Fortsetzung dieser Kurve bis zu etwa 55 m WÄ. ergeben die größer eingezeichneten Meßpunkte aus unseren Richtungsmessungen in verschiedenen Höhen (a. a. O.). Auch hier ist Luft als absorbierendes Medium benutzt. Die Meßpunkte der mit „in Wasser" bezeichneten Kurve ergaben unsere Messungen im Bodensee (a. a. O.). Einen weiteren Meßpunkt lieferten die von Barnóthy und Forró[5]) in einem Bergwerk hinter 732 m WÄ. ausgeführten Messungen.

In größeren Tiefen als 43 m WÄ. wird die Absorptionskurve durch die Potenzfunktion $N(h) = N_1 \cdot h^{-\varepsilon}$ mit dem Absorptionsexponenten $\varepsilon = 1{,}87$ dargestellt. Diese Funktion ergibt bei dem logarithmischen Maßstab beider Koordinaten in Abb. 1 eine Gerade mit der Steilheit $-\varepsilon$. Man sieht, daß die Absorptionskurve in Luft schon von geringeren Tiefen an einer Potenzfunktion mit demselben Exponenten folgt. Wir führten die Verschiedenheit der Absorptionskurve in Wasser von der in Luft auf Übergangseffekte durch Sekundärstrahlen zurück[6]). Nach 33 m Wasser, also in einer Tiefe von 43 m WÄ. ist offenbar das neue Gleichgewicht erreicht. Man muß also Sekundärstrahlen mit einer Reichweite von mehr als 30 m WÄ. annehmen. Es gibt indessen noch eine zweite Möglichkeit, die Verschiedenheit der beiden Kurven zu deuten. Setzt man das Wasseräquivalent der Atmosphäre für die Absorption nicht mit 10,3, sondern mit 15,6 m Wasser an, so ist in Abb. 1 die Absorptionskurve in Luft wegen des logarithmischen Tiefenmaßstabs um den Betrag (log 15,6 — log 10,3) nach rechts zu verschieben. Die Absorptionskurve in Wasser erfährt dagegen in großen Tiefen nur unbedeutende und in geringen Tiefen ziemlich starke Korrektionen, so daß dann beide Kurven schon von etwa 4 m Wassertiefe (+ Atmosphäre) an übereinstimmen. Es sind bis jetzt keine weiteren Gründe bekannt, der Atmosphäre eine so viel stärker absorbierende Wirkung zuzuschreiben. Eisen und Wasser verhalten sich ja, wie wir gezeigt haben[6]), massenproportional. Eine experimentelle Entscheidung zwischen den beiden angegebenen Deutungen ist möglich, erfordert jedoch sehr genaue Richtungsmessungen in etwa 4 m Wassertiefe oder Absorptionsmessungen im Hochgebirge.

Beide Auffassungen berechtigen uns, die Absorptionskurve in Luft auf Grund der gemessenen Absorptionskurve in Wasser zu großen Tiefen zu extrapolieren, wie dies in Abb. 1 geschehen ist und diese Kurve als reine, durch keinen Übergang in ein anderes Medium verzerrte Absorptionskurve zu betrachten.

Es fällt auf, daß die Absorption der kosmischen Ultrastrahlung in dem großen Tiefenbereich von etwa 11 m WÄ. bis zu den größten bis jetzt der Messung zugänglichen Tiefen durch eine einzige Zahl, nämlich den Absorptionsexponenten $\varepsilon = 1{,}87$ gekennzeichnet ist. Wir wollen den Teil der kosmischen Ultrastrahlung, dessen Absorption durch diesen Exponenten charakterisiert, ist als die harte Komponente bezeichnen[7]).

Auch im Tiefenbereich von 4,5 bis 10 m WÄ. liegen die Meßpunkte in Abb. 1 nahezu auf einer Geraden. Es ist naheliegend, hier eine zweite Komponente der Ultrastrahlung zu suchen, welche durch einen neuen Absorptionsexponenten gekennzeichnet ist. Da dieser offenbar größer ist als der Absorptionsexponent der harten Komponente, sei diese Komponente als weiche Komponente bezeichnet.

Abb. 2 zeigt wieder im selben Maßstab wie Abb. 1 ein Stück der Absorptionskurve (in Luft)

[1]) E. Regener u. G. Pfotzer, Nature **136** (1935), 718.
[2]) G. Pfotzer, Zeitschr. f. Phys. **102** (1936), 23, 41.
[3]) A. Ehmert, Phys. Zeitschr. **35** (1934), 20.
[4]) A. Ehmert, Zeitschr. f. Phys. **106** (1937), 751.
[5]) J. Barnóthy u. M. Forró, Zeitschr. f. Phys. **104** (1937), 744.
[6]) A. Ehmert, Zeitschr. f. Phys. **106** (1937), 751.
[7]) Dabei ist festzustellen, daß einem diskreten Absorptionsexponenten wesentlich andere Bedeutung zukommen muß, als einem diskreten Absorptionskoeffizienten. Die Komponente in unserem Sinn, ist also nicht etwa im Sinne homogener Energie aufzufassen.

und die Zerlegung in die beiden Komponenten, deren Absorptionskurven mit H und W bezeichnet sind. Diese Zerlegung wurde durch die folgenden drei Forderungen bestimmt:

1. In jeder Tiefe muß die Summe der Intensitäten beider Komponenten die durch die gemessene Absorptionskurve vorgeschriebene Intensität ergeben.

2. Die Absorptionskurve der weichen Komponente soll von 4,5 m WÄ. ab eine Potenzfunktion sein, also in dem logarithmischen Maßstab der Abb. 2 eine Gerade ergeben. Die Steilheit dieser Geraden gibt den Absorptionsexponenten ε_w an. Er kann aus dieser Analyse

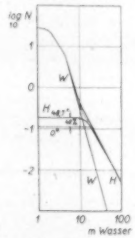


Abb. 2. Die Absorptionskurven der harten (H) und der weichen (W) Komponente der kosmischen Ultrastrahlung für hohe geomagnetische Breite (ausgezogen) und am Äquator (gestrichelt)

nicht mit derselben Genauigkeit bestimmt werden wie der Exponent ε_h der harten Komponente aus den Messungen in größeren Tiefen. Merkwürdigerweise ergab sich ε_w als gerade doppelt so groß wie ε_h. Es ist wohl möglich, daß dieses einfache Zahlenverhältnis kein Zufall ist, sondern vielleicht eng mit der Natur der Primären der beiden Komponenten zusammenhängt.

3. Bis zu 10 m WÄ. wurde die Intensität der harten Komponente als von der Tiefe unabhängig vorausgesetzt. Diese Voraussetzung stützt sich auf die Vorstellung, daß zwischen Energie und Reichweite der Primären dieser Komponente eine eindeutige Beziehung besteht. Das magnetische Feld der Erde[9]) hält alle Primärteilchen ab, deren Energie unter einer von der magnetischen Breite abhängigen Mindestenergie liegt. Diese Mindestenergie entspricht dann einer Mindestreichweite und daher kann nach dieser Vorstellung in Tiefen, welche kleiner als die Mindestreichweite sind, keine Absorption dieser Komponente erfolgen. Aus unseren Messungen in großen Wassertiefen mit einem Absorber zwischen den Zählrohren ist ersichtlich, daß die primäre harte Komponente in hohem Maß Sekundäre erzeugt. Diese sind in der Absorptionskurve mit enthalten. Deshalb kann und wird die Absorptionskurve der harten Komponente im Bereich geringer Tiefen von der Absorptionskurve der primären harten Komponente allein, für welche die obige Betrachtung gilt, abweichen. Diese Unsicherheit bei kleinen Tiefen hat auf die weiter unten gezogenen Schlüsse keinen Einfluß.

Die Diskussion des Breiteneffekts erlaubt eine Prüfung des gegebenen Bildes von den zwei Komponenten, denn es ergeben sich dabei Folgerungen, welche experimentell geprüft werden können. Wir nehmen dabei an, daß die weiche Komponente in Meereshöhe keinen merklichen Breiteneffekt mehr aufweist. Ihre Absorptionskurve legt diese Auffassung nahe. Der Breiteneffekt der harten Komponente ist leicht zu überblicken, wenn die oben beschriebenen Voraussetzungen erfüllt sind.

Unsere Messungen wurden in einer geomagnetischen Breite von 48° 40′ N ausgeführt. Am Äquator ist eine größere Mindestreichweite zu erwarten. Alle in unserer Breite schon in geringerer Tiefe absorbierten Primären erreichen am Äquator die Erde gar nicht. Die Absorptionskurve der harten Komponente geht also in die in Abb. 2 gestrichelt eingezeichnete und mit $H_{0°}$ bezeichnete Gerade über und mündet bei der Mindestreichweite am Äquator in die für höhere Breiten gültige Absorptionskurve ein. Wir kennen nun diese Mindestreichweite zunächst nicht, aber wir können den Abstand der beiden Geraden $H_{18,7°}$ und $H_{0°}$ aus dem in Meereshöhe gemessenen Breiteneffekt berechnen.

Auger und Leprince-Ringuet[9]) fanden mit Zählrohrkoinzidenzmessungen in Meereshöhe auf dem Weg von Le Havre nach Buenos Aires einen Breiteneffekt der vertikalen Intensität von 16 v. H. zwischen dem Äquator und 40° Breite. Pickering[10]) fand auf dem Weg von Kalifornien nach Neuseeland 17 v. H. und Johnson und Read[11]) fanden zwischen New York und Chile etwa 20 v. H. Die Messungen mit Ionisationskammern[12]) hatten kleinere Werte ergeben. Diese Angaben beziehen sich auf die Gesamtintensität, in welcher die harte Komponente nach Abb. 2

[9]) Nach L. Jánossy (Zeitschr. f. Phys. **104** (1937), 430) überwiegt vielleicht in geringen Tiefen der Einfluß des magnetischen Sonnenfeldes.

[9]) P. Auger u. L. Leprince-Ringuet, Compt. rend. **197** (1933), 1242; Nature **133** (1934), 138.

[10]) W. H. Pickering, Phys. Rev. **49** (1936), 495.

[11]) T. H. Johnson u. D. N. Read, Phys. Rev. **51** (1937), 557.

[12]) J. Clay, Proc. Roy. Ac. Amsterdam **31** (1928), 1091 und **33** (1930), 711; J. Clay, P. M. van Alphen u. C. G. 't Hooft, Physica **1** (1934), 363, 829; J. Clay u. H. P. Berlage, Die Naturwiss. **20** (1932), 687; H. Hoerlin, Die Naturwiss. **21** (1933), 822; Nature **132** (1933), 61; Phys. Zeitschr. **35** (1934), 793; Zeitschr. f. Phys. **102** (1936), 652; A. H. Compton, Phys. Rev. **43** (1933), 387; R. A. Millikan, H. V. Neher, Phys. Rev. **47** (1935), 205.

in Meereshöhe mit etwa 45 v. H. enthalten ist. Da wir dieser Komponente den ganzen Breiteneffekt in Meereshöhe zuschreiben wollen, muß der Breiteneffekt dieser Komponente nach den obigen Angaben etwa 40 v. H. ihrer Intensität in hohen Breiten ausmachen. Dementsprechend wurde der Abstand der beiden Geraden in Abb. 2 gewählt. Die Mindestreichweite am Äquator ergibt sich dann zu 17,5 m WÄ.

Addiert man nun wieder für alle Tiefen die so berechnete Intensität der harten Komponente am Äquator zu der gegenüber höheren Breiten unveränderten Intensität der weichen Komponente, so erhält man die am Äquator nach unserer Rechnung zu erwartende Absorptionskurve für die der direkten Messung zugängliche Gesamtintensität. In den Tiefen größer als 17,5 m WÄ. stimmt sie mit der Absorptionskurve in höheren Breiten überein, aber bei 17,5 m WÄ. biegt sie mit einem ausgeprägten Knick von jener Kurve ab, wie dies in Abb. 2 aus der gestrichelt eingezeichneten Summenkurve ersichtlich ist.

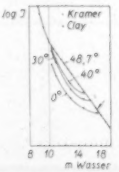


Abb. 3. In verschiedenen Breiten mit Ionisationskammern gemessene Absorptionskurven der kosmischen Ultrastrahlung

Es sind uns keine Koinzidenzmessungen bekannt, an welchen diese Erscheinung geprüft werden kann, doch zeigen sogar Absorptionsmessungen mit Ionisationskammern trotz des allseitigen Einfalls der Strahlung noch sehr deutlich das Vorhandensein dieses Knicks auf. Clay[13] hat 1933 mit einer Ionisationskammer den Breiteneffekt in verschiedenen Wassertiefen untersucht. Wir haben seinen Angaben die Absorptionskurve für verschiedene Breiten entnommen. Dabei haben wir nicht wie Clay die Intensitäten in verschiedenen Breiten auf gleiche Intensität in Meereshöhe reduziert, sondern die Logarithmen der direkt gemessenen Werte gegen den Logarithmus der Tiefe aufgetragen (Abb. 3). Außerdem sind in dieser Abbildung die Messungen von Kramer[11] im Alpsee (geomagnetische Breite 48° 37') eingezeichnet. Das WÄ. der Atmosphäre wurde mit 10,3 m Wasser für 760 mm Hg eingesetzt.

Der durch einen Pfeil in Abb. 3 hervorgehobene Meßpunkt gehört den Absorptionskurven für 30°, 40° und 48,6° gemeinsam an. Durch die Meßpunkte[15] von Clay können zwanglos die eingezeichneten Kurven gezogen werden. Diese sind genau von dem oben berechneten und in Abb. 2 gezeichneten Typus. Der Knick der Absorptionskurve am Äquator liegt bei 17,3 m WÄ.; aus unserer Rechnung haben wir oben praktisch dieselbe Tiefe vorausgesagt. Die Messungen von Clay bestätigen also weitgehend das in Abb. 2 gegebene Bild von den beiden Komponenten und die über den Breiteneffekt gemachten Voraussetzungen.

Man kann daher schließen, daß tatsächlich zwei verschiedene Komponenten vorhanden sind und daß die harte Komponente primär aus elektrisch geladenen Teilchen besteht, zwischen deren Energie und deren Reichweite eine ziemlich eindeutige Beziehung gilt.

Von mehreren Seiten[16] wurde bereits auf das Vorhandensein von zwei Komponenten geschlossen. Bei der bisher benutzten Beschreibung durch Absorptionskoeffizienten waren diese Komponenten jedoch nicht definiert. Insbesondere konnte die in großen Wassertiefen angetroffene Strahlung schwer damit in Verbindung gebracht werden. Die harte Komponente in unserem Sinn umfaßt auch diese Strahlung.

Die Theorie des Breiteneffekts von Lemaître und Vallarta[17] und von Störmer[18] liefert für jede Breite die untere Energiegrenze der Primären. Die zugehörige Reichweite kann als die Tiefe des Knicks in der entsprechenden Absorptionskurve experimentell bestimmt werden. Dabei zeigt sich, daß die Reichweite nicht der Energie proportional ist, wie sehr oft angenommen wurde, sondern schwächer zunimmt. Deshalb kann auf diese Weise nur ein kleiner Reichweitenbereich untersucht werden und ist eine sehr hohe Meßgenauigkeit erforderlich, damit man erkennen kann, welcher Art die Funktion ist, nach welcher Energie und Reichweite der Primären der harten Komponente zusammenhängen. Die vorliegenden Messungen von Clay reichen dazu nicht aus, doch können unschwer geeignete Messungen mit Zählrohren vorgenommen werden.

Herrn Professor Dr. E. Regener und der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich verbindlichst für die mir zur Ausführung dieser Arbeit gewährte Unterstützung.

[13]) J. Clay, Physica **2** (1935), 209.
[11]) W. Kramer, Zeitschr. f. Phys. **85** (1933), 411.
[15]) Die eingetragenen Meßpunkte sind durch Interpolation zwischen den nicht genau auf diese Breiten fallenden Meßpunkten von Clay gewonnen.
[16]) P. Auger, Nature **135** (1935), 820; G. Pfotzer, Zeitschr. f. Phys. **102** (1936), 41; J. Clay, Physica **3** (1936), 332.
[17]) G. Lemaître u. M. S. Vallarta, Phys. Rev. **43** (1933), 87.
[18]) C. Störmer, University Observ. Oslo Nr. 10 (1934).

(Eingegangen am 12. Oktober 1937)

Atomzertrümmerung mit Kanalstrahlen als Vorlesungsversuch

Von R. Döpel, Würzburg

(Aus dem Physikalischen Institut der Universität Würzburg)

Mit 4 Abbildungen im Text

Inhalt: Beschreibung einer Apparatur, mit der auf der Physikertagung in Bad Kreuznach „Atomzertrümmerung als Vorlesungsversuch" demonstriert wurde.

Während die Physik der Atomschalen in zahlreichen spektroskopischen und korpuskularen Demonstrationen ihren Eingang in die Experimentalvorlesungen gefunden hat, ist das bis jetzt bei der Kernphysik nur in sehr geringem Maße der Fall. Das hatte bisher seine guten Gründe. Einmal war bis vor wenigen Jahren die Kernphysik ihrem Umfang nach nur ein sehr bescheidener Teil der Gesamtphysik, und dann war bei den Atomkernprozessen, die man bis vor 5 Jahren ja nur mittels α-Teilchen erzwingen konnte, das Verhältnis zwischen Aufwand und Demonstrationswert gar zu ungünstig.

Heute liegen die Verhältnisse aber ganz anders. Die Atomzertrümmerung durch Kanalstrahlen, die Entdeckung der Neutronen, der Positronen und der künstlichen Radioaktivität führten zu einer so stürmischen Entwicklung der Kernphysik, daß dieser Teil der Physik heute mit fast 1000 Veröffentlichungen pro Jahr nahezu 10 v. H. der physikalischen Gesamtpublikationen bestreitet. Man kann also nicht mehr von einem relativ unbedeutenden Teilgebiet sprechen, und es dürfte — von hier aus gesehen — die Frage berechtigt sein, ob es nicht gut wäre, aus dem Bestande der Vorlesungsdemonstrationen einige weniger wichtige Experimente zu streichen, um dafür dem Studenten die Grundtatsachen der Physik der erzwungenen Kernprozesse durch geeignete Demonstrationen anschaulich zu übermitteln.

Wie steht es nun aber mit der Frage des Aufwandes für solche Demonstrationen? Die meisten Atomzertrümmerungsapparaturen lassen allerdings einen ganz außerordentlichen Aufwand erkennen. Für einen Teil der Forschungszwecke ist dieser Aufwand auch wohl nicht zu vermeiden; daß aber der für Demonstrationszwecke erforderliche Aufwand den für Vorlesungsversuche üblichen Rahmen nicht zu übersteigen braucht, konnte bei der Vorführung während der Physikertagung in Kreuznach gezeigt werden.

Als Demonstrationsversuch wird man möglichst Atomkernprozesse wählen, die gleichzeitig mehrere Grundtatsachen der Kernphysik berühren und außerdem überzeugend auf die wellenmechanische Auffassung der Kernprozesse hinweisen. Solche Prozesse erfolgen bei der Einwirkung von Kernen des schweren Wasserstoffs aufeinander:

$$ {}_1D^2 + {}_1D^2 = {}_1H^3 + {}_1H^1 \qquad (1) $$

$$ {}_1D^2 + {}_1D^2 = {}_2He^3 + {}_0n^1. \qquad (2) $$

Diese Prozesse lassen sich schon bei relativ niedrigen Spannungen beobachten. Bereits seine Entdecker, Rutherford, Oliphant und Harteck konnten die D + D — Reaktion bis zu 20 kV herab nachweisen[1]; der Verfasser hat ihre Beobachtbarkeit noch bei 5 kV erzwungen[2]. Es kam also für den vorliegenden Zweck nur noch darauf an, die entsprechende Apparatur zu einem einfachen Demonstrationsinstrument zu machen.

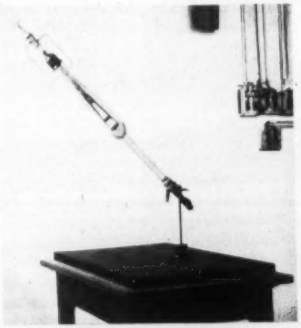


Abb. 1. Betriebsfertiges Entladungsrohr zur Demonstration der $^1_1D \rightarrow D^+_1$-Zertrümmerung

Die Anregung des D + D-Prozesses scheint zunächst insofern umständlicher als die irgendeines Protonenreaktion zu sein, als man schweren Wasserstoff nicht ohne weiteres kaufen oder im Kippschen Apparat erzeugen kann, und auch insofern, als man sich eigentlich erst eine feste Deuteriumverbindung herstellen müßte, die dann mit D bombardiert wird. Beide Schwierigkeiten lassen sich aber bei der vorliegenden Rohrkonstruktion vermeiden. Abb. 1 zeigt das D + D-Demonstrationsrohr, wie man es aus dem Schrank nimmt, um es mittels Gummischlauches an eine rotierende Ölpumpe[3] anzuschließen. Dieses Rohr braucht zum Betrieb lediglich einige Tropfen käufliches D_2O (I. G. Farben), mit dem man rund 100 Betriebsstunden auskommen kann. Am oberen Teil des Rohres sieht man einen Hahn, dessen Inneres wahlweise über

[1]) M. Oliphant, P. Harteck u. Lord Rutherford, Proc. Roy. Soc. **144** (1934), 692, 1.

[2]) R. Döpel, Die Naturwiss. **1936**, 237; Ann. d. Phys. (5) **28** (1937), 87.

[3]) Als Pumpe wurde die Gaede-Duplexpumpe V verwendet, bei der aber weder Saugleistung noch Endvakuum voll ausgenutzt zu werden brauchten. Der Firma Leybold Nachf. danke ich für die leihweise Überlassung der Pumpe für die Vorführung in Kreuznach.

eine Kapillare ($l \sim 20$ cm, $d = 0{,}01$ cm) oder ein weites Rohr mit dem Entladungsrohr verbunden werden kann. Im Hals des Hahnes befindet sich etwa $^1/_2$ cm³ schweres Wasser. Eine Glasreuse garantiert, daß das D_2O bei keiner Stellung des Rohres aus dem Hahnhals ausfließen kann (Abb. 2).

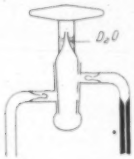


Abb. 2. Hahn mit D_2O, aus dessen Dampf im Entladungsrohr die D-Geschosse und das zu beschießende D-Präparat gebildet werden

Rechts und links vom Hahn befinden sich zwei Glassperren mit seitlichen, durch eine aufgebauschte Stirn geschützten Öffnungen; sie verhindern, daß die Entladung das Hahnfett erreichen kann und schützen die Kapillare vor Verunreinigung. (In Abb. 2 sind die seitlichen Öffnungen der Sperren bei der Verkleinerung der Zeichnung leider verschwunden.) Der durch die Kapillare in das Entladungsrohr einströmende D_2O-Dampf wird in der dort entstehenden Kanalstrahlsphäre zum größten Teil dissoziiert und liefert so ein Gasgemenge und weiterhin einen Kanalstrahl mit einem hinreichenden Anteil an D-Atomen. Gleichzeitig liefert aber das Rohr auch das erforderliche D-Präparat. Man braucht nur durch das weitere Rohr eine größere Menge Wasserdampf einströmen zu lassen, so daß man auch bei wenig leistungsfähiger Spannungsquelle relativ hohe Kanalstrahlstromstärken bekommt; da die dabei entstehenden D-Kanalstrahlteilchen fast restlos in die Al-Abschlußplatte des Kanals eingehämmert werden, so entsteht dort auf diese Weise in wenigen Minuten ein genügend konzentriertes D-Präparat, in dem dann die nachfolgenden D-Atome zahlreiche Kernprozesse verursachen. Die Kathode ist wassergekühlt und um das Pumprohr schwenkbar, um ihr die für die bequeme Beobachtungsmöglichkeit erforderliche Neigung geben zu können. Das Rohr wird mit Induktor und Gleichrichtung, am einfachsten aber mit einer Influenzmaschine betrieben, die bei 40 kV etwa 1 mA Entladungsstrom zu liefern hat. Bei höheren Spannungen ist es besser, hinter einem Röntgenstrahlschutz zu beobachten. Abb. 3 zeigt die gesamte Anordnung im Hörsaal: Influenzmaschine, Rohr mit Bleischirm, dahinter die Beobachtung; rechts davon Gummischlauch zur rotierenden Ölpumpe, durch dessen Abquetschung die Pumpgeschwindigkeit und damit die Rohrspannung reguliert wird; auf dem Tisch davor Milliamperemeter und Meßfunkenstrecke. Am eindruckvollsten läßt sich mit dieser Apparatur der Teil der D + D-Reaktion zeigen, der zur Emission von raschen H-Teilchen führt. Diese dringen durch eine aufgelötete Kupferfolie von 0,001 cm Dicke ins Freie, so daß man durch Auflegen von dünnen (0,001 cm) Cellophanfolien gleichzeitig Reichweitenmessung demonstrieren kann. Den stärksten und unmittelbarsten Eindruck davon, daß bei einer Reaktion Korpuskeln mit großer Energie emittiert werden, hat man natürlich bei Szintillationsbeobachtungen. Soweit es die Hörerzahl gestattet, wird man daher diese Beobachtungsart wählen. (Als Szintillationssubstanz wurde Zinksulfid der Chininfabrik Braunschweig verwendet; Zinksulfid in Alkohol aufschwemmen, in einer Glasschale über ein Glasplättchen gießen, nach der Trocknung aus etwa 1,50 m Emtfernung mit Pastellfixativ bestäuben.) Für die Beobachtung der Szintillationen erwies sich ein System von zwei

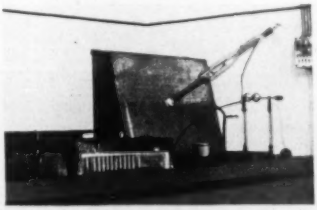


Abb. 3. Die Demonstrationsapparatur im Hörsaal. Betrieb mit Influenzmaschine; Beobachtung hinter Bleischirm

unmittelbar hintereinandergesetzten Fadenzählerlupen als am geeignetsten. Die Abbildungsfehler dieses Systems fallen bei Szintillationsbeobachtungen gegenüber der großen Lichtstärke (und der Billigkeit) kaum ins Gewicht.

Bei 30 kV Röhrenspannung und 2—3 mA Entladungsstrom hat man den Eindruck, etwa 10 bis 20 Szintillationen gleichzeitig zu sehen, bei 50 kV bekommt man rund das 10fache, bei Spannungen über 60 kV hinaus ist dieses Rohr für Szintillationsbeobachtung nicht mehr geeignet, da dann die Röntgenstrahlung aus dem Kanal trotz der Al-Auskleidung seines unteren Teiles zu stark wird. Bei dieser Spannung läßt sich dagegen der Nachweis der Neutronenemission des anderen D + D-Prozesses recht gut demonstrieren, und zwar gleichzeitig in Verbindung mit dem Nachweis künstlicher Radioaktivität und der Tatsache, daß langsame Neutronen stärker reagieren als rasche. Die Anordnung ist die folgende: Um den Messingzylinder wird eine 0,15 mm dicke Rhodiumfolie oder Silberfolie gelegt, darüber ein etwa 15 bis 20 cm dicker Paraffinblock geschoben (Abb. 4). Die Neutronen durchdringen zunächst das Rh, ohne sehr mit ihm zu reagieren, sie werden

aber dann im Paraffin abgebremst und nach allen Seiten gestreut und induzieren nun im Rhodium eine γ-Aktivität, die sich nach der

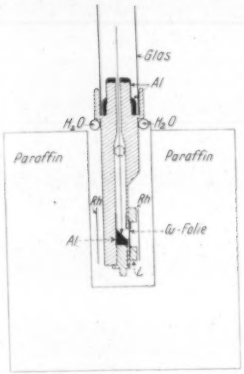


Abb. 4. Kathodenteil der Entladungsröhre mit Paraffinzylinder für Neutronenmessung nach der Rh-Methode

Exposition mit einem kleinen Elektronenzählrohr deutlich zeigen läßt. (Rohe Angabe: Am Entladungsrohr 60 kV, 2 mA Entladungsstrom; 5 cm langes, 1,5 cm weites Zählrohr mit einem Nulleffekt von 20 pro Minute ergibt zwischen der 20. und 140. Sekunde nach der Exposition noch rund 20 Überschußimpulse. Die Aktivität klingt in wenigen Minuten ab.) Ohne den Paraffinrückstrahler ist die induzierte γ-Aktivität unter den angegebenen Verhältnissen nicht demonstrierbar.

Benutzt man statt des D_2O als Betriebsstoff reines D_2, dann ist die Ausbeute etwa eine Größenordnung größer; solange man aber nur demonstrieren will, wird dieser Zuwachs durch die Umständlichkeit der D_2-Herstellung zu teuer bezahlt. Man kann übrigens auch Röhren herstellen, die bei Induktorbetrieb selbst gleichrichten, so daß ein besonderer Gleichrichter entbehrlich wird, ferner kann man das Rohr auch von der Pumpe abziehen. Doch bleiben diese Ausführungsarten in bezug auf Verwendungsumfang und Betriebssicherheit hinter der besprochenen Konstruktion zurück.

Die Aufstellung des Versuches nimmt weniger als 2 Std. in Anspruch.

Zusammenfassung

Der Aufwand für eine Atomzertrümmerungseinrichtung für Demonstrationszwecke übersteigt nicht den eines normalen Vorlesungsversuches. Mit der Einrichtung kann man zeigen: Zertrümmerung mit künstlichen Geschossen, Neutronenwirkung und künstliche Radioaktivität.

(Eingegangen am 25. Oktober 1937)

Reine Physik

Einzelvorträge allgemeinen Inhaltes

Durchgang langsamer Elektronen (0—200 Volt) durch Metallfolien

Von H. Katz, Berlin-Reinickendorf-Ost
(Aus dem Forschungsinstitut der AEG)

Mit 7 Abbildungen im Text

Inhalt: 1. Einleitung. 2. Versuchsanordnung und Meßverfahren. 3. Gesamtdurchlässigkeit. 4. Energieverluste und Richtungsänderungen. 5. „Reduzierte" Durchlässigkeit. 6. Änderung der Durchlässigkeit. — Zusammenfassung.

1. Einleitung

Es sind bis jetzt nur sehr wenige Untersuchungen darüber angestellt, ob und in welchem Maße langsame Elektronen Metalle zu durchdringen vermögen. A. Becker[1]) hat elektrolytisch hergestellte Nickelfolien von 200 ÅE Dicke untersucht und festgestellt, daß sie von 2 Volt an nach höheren Spannungen hin eine geringe Durchlässigkeit von z. B. 0,01 v. H. bei 10 Volt zeigen, wenn man als Durchlässigkeit das Verhältnis von austretender zu insgesamt auftreffender Elektronenmenge definiert. Nach kleineren Geschwindigkeiten hin bricht die Durchlässigkeit bei 2 Volt praktisch plötzlich ab.

Die Frage nach dem Durchgang langsamer Elektronen durch Metalle hat neuerdings über ihre grundlegende wissenschaftliche Bedeutung hinaus an Interesse gewonnen. Die Größe der Sekundäremmission nämlich wird in weitem Maße davon abhängig sein, wieviele der erzeugten Sekundärelektronen aus dem Metall heraus an die Oberfläche gelangen. Wir haben von diesem Standpunkt aus solche Untersuchungen erneut aufgegriffen und chemisch auf Glas niedergeschlagene und abgelöste Silberfolien auf ihre Durchlässigkeit hin geprüft.

2. Versuchsanordnung und Meßverfahren

Die dazu benutzte Anordnung zeigt Abb. 1 schematisch. Ein hinten mit Glimmer abgeschlossener Kupferzylinder Z, in dem sich ein Glühdraht als Elektronenquelle befindet, hat an der Stirnseite eine Blende von 2 mm Durchmesser. Dicht über dieser Blende ist eine zweite von 4 mm Durchmesser im Folienträger Ft angebracht. Über dieser Blende ist die Folie F ausgespannt. Der Teil des Folien-

[1]) A. Becker, Ann. d. Phys. (5) **2** (1929), 249.

trägers Ft, der die Blende enthält, ist verschraubbar angebracht, so daß die Folie beliebig nahe an die 2 mm Blende herangebracht werden kann und außerdem leicht auswechselbar ist. In einem Auffangkäfig K wird die durch die Folie durchtretende Elektronenmenge J_K gemessen. Am Folienträger messen wir die in der Folie absorbierte Elektronenmenge J_F.

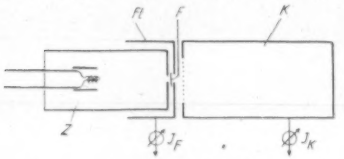


Abb. 1. Versuchsanordnung (schematisch)

Als Durchlässigkeit bezeichnen wir dann den Quotienten $\frac{J_K}{(J_F + J_K)}$. Wir berücksichtigen demnach bei dieser Festlegung der Durchlässigkeit nicht die an der Folie reflektierten Elektronen[2]).

Bei der Durchführung der Versuche muß man ganz besonders großen Wert auf gute Vakuumbedingungen legen, weil sonst schon der Auftreffstrom zur Folie bei kleinen Geschwindigkeiten vollkommen unreproduzierbare Werte annimmt. Wir arbeiteten mit gut ausgeheizten, abgeschmolzenen und gegetterten Rohren.

3. Gesamtdurchlässigkeit

Den Verlauf der Durchlässigkeitskurve, die man auf diese Weise erhält, zeigt Abb. 2 von 0—200 Volt.

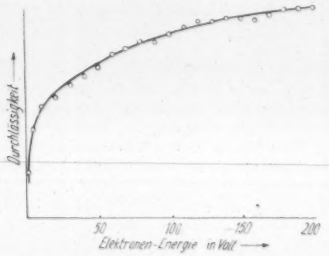


Abb. 2. Durchlässigkeit einer Silberfolie für Elektronen (0—200 Volt)

Es sind bei dieser Kurve alle auf der Rückseite der Folie austretenden Elektronen überhaupt mitgemessen, d. h. wir haben keine Bedingung etwa an ihre Energie gestellt. Der Bereich von 0—10 Volt, der in bezug auf die Sekundärelektronenemission besonders interessiert, ist nochmals in größerem Abszissenmaßstab in Abb. 3 wiedergegeben. Die Durchlässigkeitskurve geht bei 2,5 Volt in einen steileren Abfall über, mündet jedoch offenbar nicht vor der Abszisse 0 Volt in diese ein. Ganz besonders überraschend ist aber die absolute Höhe der Durchlässigkeit für eine 1000 ÅE dicke Silberfolie (vgl. den Ordinatenmaßstab in Abb. 3). Sie beträgt bei 10 Volt nahezu 10 v. H., bei 2 Volt noch über 6 v. H. und bei 0,5 Volt noch nahezu 4 v. H.

Diese Durchlässigkeit kann nicht durch Löcher hervorgerufen sein. Wir haben uns davon nach den verschiedensten Richtungen hin überzeugt, wie

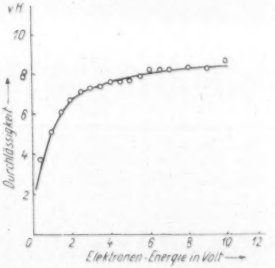


Abb. 3. Durchlässigkeit einer 1000 ÅE dicken Silberfolie für Elektronen (0—10 Volt)

z. B. durch Übereinanderlegen zweier Folien und durch elektronen- und lichtmikroskopische Untersuchungen; außerdem schließt das Ergebnis der jetzt folgenden Messungen die Annahme von Löchern als Ursache der Durchlässigkeit von selbst aus.

4. Energieverluste und Richtungsänderung

Wir wollen nun untersuchen, ob die auf der Rückseite der Folie austretenden Elektronen die Folie ohne jede Beeinflussung durchsetzt haben oder ob irgendwelche Wechselwirkung zwischen ihnen und der Folie stattgefunden hat. Eine solche Beeinflussung könnte in Energieverlusten und Richtungsänderungen der Elektronen bestehen.

Die Frage nach den Energieverlusten kann man beantworten, indem man Gegenspannungskurven von den aus der Rückseite der Folie austretenden Elektronen aufnimmt. Wir legen zu diesem Zweck (Abb. 1) an die Folie F eine bestimmte konstante Spannung, z. B. 10 Volt und geben dem Käfig K verschiedene negative Verzögerungspotentiale. In Abb. 4 haben wir solche Gegenspannungskurven für die Primärenergien 5, 10, 33 und 152 Volt aufgetragen. Bei 5 Volt Auftreffenergie haben praktisch

[2]) Die Reflexion nimmt bekanntlich merkliche Werte erst bei kleinsten Geschwindigkeiten an. In Übereinstimmung mit vielen sonstigen Messungen konnten wir aus einigen Kontrollversuchen folgern, daß die Reflexion in der Größenordnung von 30 v. H. liegt.

alle austretenden Elektronen ihre ursprüngliche Energie beibehalten[3]). Bei 33 Volt haben nur noch etwas über 50 v. H. der Elektronen nach dem Durchgang durch die Folie ihre ursprüngliche Energie. Dieser Prozentsatz wird um so geringer, zu je höheren Primärgeschwindigkeiten man übergeht. Der Rest der austretenden Elektronen hat wesentlich kleinere Energie.

Eine Eigentümlichkeit der Gegenspannungskurven muß noch erwähnt werden. Man sieht nämlich, daß wir z. B. alle bei 5 Volt Primärenergie durchgehenden Elektronen in den Käfig bekommen, wenn wir zwischen Käfig und Folie keine Potentialdifferenz liegen haben, daß aber bei höheren Primärenergien eine kleine Beschleunigungsspannung zum Käfig hin notwendig ist. Man könnte

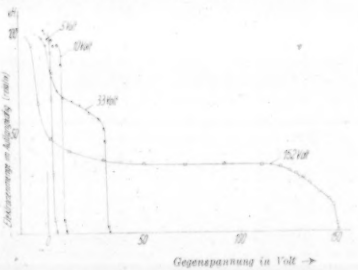


Abb. 4. Gegenspannungskurven

dies vielleicht allein aus der Versuchsanordnung (Abb. 1) erklären. Es hat nämlich der verschraubbare Folienträger eine gewisse Dicke, und es wäre möglich, daß diffus austretende Elektronen auf den Blendenrand selbst wieder auftreffen. Ob diese Erklärung ausreicht, können wir nicht mit Bestimmtheit sagen, es dürften dann aber jedenfalls die bei kleinen Primärenergien durchgehenden Elektronen die Folie nicht stark diffus verlassen, während bei höheren Energien Teile der durchgehenden Elektronen starke Richtungsänderung erlitten haben müssen.

Damit sind wir bei der zweiten Beeinflussungsmöglichkeit, bei der Richtungsänderung der durchgehenden Elektronen, angelangt.

Wir haben diese Frage nach der Richtungsänderung beim Durchgang durch die Folie in sehr anschaulicher Weise auf elektronenoptischem Wege entschieden (Abb. 5). Wir versuchen, das Netz *N* und die Glühdrähte *Gl*, die die notwendigen Elektronen liefern, mit Hilfe der elektrischen Linse *L* durch die Folie hindurch auf dem Leuchtschirm *S* abzubilden. Gelingt diese Abbildung, dann verhält sich unsere Folie, lichtoptisch gesprochen, wie eine durchsichtige Glasplatte, im anderen Fall wie eine Milchglasscheibe, die stark zerstreuend wirkt. Die Abbildung gelingt tatsächlich, wenn die zwischen Glühdrähten und Folie liegende Spannung klein ist, z. B. 5 Volt beträgt: Wir haben die vier Bezirke des Netzes, die auf dem Weg von den vier Glühdrähten zur Blende liegen, bei einer bestimmten Linsenspannung auf dem Leuchtschirm gesehen, bei einer anderen Linsenspannung wurden die vier Spitzen der Glühdrähte *Gl* auf dem Leuchtschirm abgebildet. Bei kleinen Primärenergien also geht zum mindesten der überwiegende Teil der Elektronen ohne Richtungsänderung durch die Folie hindurch.

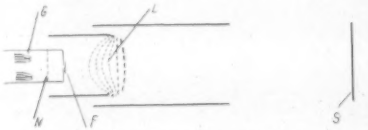


Abb. 5. Abbildung durch eine Folie hindurch (Versuchsanordnung)

Die Abbildungen gelingen dagegen nicht mehr, wenn man zu höheren Primärenergien übergeht, z. B. bei 100 Volt zwischen Glühdraht und Folie[4]). Bei höheren Primärenergien geht also, wenn überhaupt, höchstens noch ein kleiner Prozentsatz der austretenden Elektronen ohne Richtungsänderung durch die Folie hindurch; dieser Teil kann aber im Bild nicht wahrgenommen werden, weil der Untergrund von den diffus aus der Folie austretenden Elektronen viel zu stark ist. Leider sind die auf diese Weise erhaltenen Leuchtschirmbilder zu lichtschwach, so daß sie hier nicht photographiert wiedergegeben werden können. Wir werden aber in einer späteren Veröffentlichung solche Bilder zeigen, die mit einer ähnlichen Apparatur erhalten sind, deren Wirkungsweise zu erläutern hier zu weit führen würde.

5. „Reduzierte" Durchlässigkeit

Wir können jetzt den Begriff der Durchlässigkeit schärfer fassen. In den Abb. 2 und 3 haben wir alle aus der Folie austretenden Elektronen als durchgegangene bezeichnet. Nun ist aber gezeigt worden, daß bei höheren Primärenergien viele der austretenden Elektronen sehr kleine Geschwindigkeiten haben. Es kann sich bei diesen entweder um Primärelektronen handeln, die starke Energieverluste erlitten haben oder aber um von den Primärelektronen in der Folie ausgelöste Sekundärelektronen. Bei diesen kann man aber nicht mehr

[3]) Der nicht senkrechte Abfall der Kurve rührt daher, daß am Glühdraht ein Spannungsabfall liegt und die auf die Folie auftreffenden Elektronen infolgedessen keine ganz einheitliche Energie haben.

[4]) Es war natürlich dafür gesorgt, daß in diesem Falle Potentialdurchgriffe am Netz die Abbildung nicht stören konnten.

von durchgegangenen Elektronen reden. Wir wollen deswegen die Durchlässigkeit nur auf solche Elektronen beschränken, die die Folie ohne Energieverlust durchsetzt haben. — Endlich wollen wir noch solche Elektronen bei der Festlegung der Durchlässigkeit ausschließen, die beim Durchgang ihre Richtung geändert haben, so daß wir jetzt nur die Elektronen mitmessen, die die Folie ohne jede beobachtbare Wechselwirkung durchsetzt haben.

Den Prozentsatz dieser Elektronen entnehmen wir aus unseren Gegenspannungskurven als Ordinatenhöhe an der Stelle, wo die natürliche, vom Glühdraht herrührende Energieverteilung der Primärelektronen einsetzt, bei der 33 Voltkurve also z. B. die Ordinatenhöhe bei etwa 30 Volt.

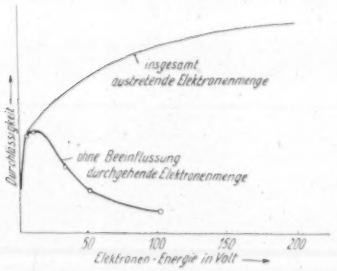


Abb. 6. „Reduzierte" Durchlässigkeitskurve

Natürlich können wir durch diese Festsetzung noch einen gewissen Fehler machen, aber der Prozentsatz, den wir auf diese Weise ansetzen, kann nur zu groß sein, weil ja alle Elektronen, die die Richtung zum Käfigzentrum und ihre ursprüngliche Primärenergie haben, auch in diesem aufgefangen werden müssen. Darüber hinaus aber auch noch solche, die z. B. ohne Energieverlust die Folie durchsetzt haben, deren Richtung aber noch so verläuft, daß ihre Komponente in Richtung Käfig zum Durchlaufen der Gegenspannung ausreicht. Bei kleinen Elektronenenergien haben wir ja gezeigt, daß es höchstens ein verschwindender Prozentsatz von Elektronen ist, die ihre Richtung beim Durchgang ändern, so daß wir hier keine wesentlichen Fehler machen werden. Bei höheren Primärenergien kann die Kurve jedoch noch merklich tiefer liegen.

Die „reduzierte" Kurve, die also die Zahl der Elektronen angibt, die ohne Beeinflussung die Folie durchsetzt haben, ist in Abb. 6 eingezeichnet und ferner zum Vergleich nochmals die Kurve aus Abb. 2, die die insgesamt austretende Elektronenmenge angibt. Während diese Kurve bis 200 Volt immer weiter ansteigt, hat die reduzierte Kurve ein stark ausgeprägtes Maximum und sinkt nach höheren Geschwindigkeiten hin wieder stark zur Abszisse ab. Es gibt also eine Geschwindigkeit, für die Elektronen besonders gut ohne Beeinflussung durch die Folie hindurchgehen.

6. Änderung der Durchlässigkeit

Eine erste Andeutung, um was es sich bei diesem Durchgang handelt, entnehmen wir aus Messungen an einer Folie, die um die Hälfte dicker ist als die frühere: Zunächst ist gar keine wahrnehmbare Durchlässigkeit vorhanden, wie die mit der Abszisse zusammenfallende Kurve *I* in Abb. 7 zeigt, und erst nachdem man die Folie intensiv mit Elektronen bestrahlt hat, ist eine Durchlässigkeit vorhanden (Kurve *II*). Sie steigt um so weiter an, je länger man mit der Bestrahlung fortfährt (Kurve *III* und *IV*). Es hängt also die Durchlässigkeit stark von der Vorbehandlung der Folie ab. Mit Elektronenbeugung hat man gezeigt, daß man durch geeignete Behandlung die Struktur dünner Metallschichten umändern kann. Es liegt sehr nahe anzunehmen, daß für die Durchlässigkeit ebenfalls die Struktur der Folie von maßgeblicher Bedeutung ist.

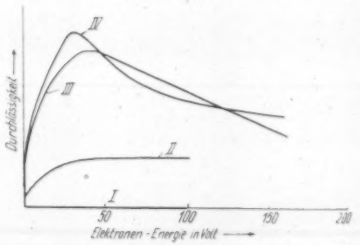


Abb. 7. Zunahme der Durchlässigkeit mit der Bestrahlungsdauer

Zusammenfassung

1. Man kann Silberfolien herstellen, die für langsame Elektronen — untersucht von 0—200 Volt — in erstaunlich hohem Maße durchlässig sind.

2. Der Durchgang erfolgt bei kleinen Primärenergien ohne wesentliche Energieverluste und Richtungsänderungen; mit steigender Primärenergie hat ein immer kleinerer Hundertsatz der austretenden Elektronen die ursprüngliche Energie beibehalten. Berücksichtigt man nur solche Elektronen, deren Durchgang durch die Folie ohne Energieverlust und ohne Richtungsänderung erfolgt, so zeigt die erhaltene Durchlässigkeitskurve ein stark ausgeprägtes Maximum.

3. Die Durchlässigkeit kann stark von der Vorbehandlung der Folie abhängen.

(Eingegangen am 18. Oktober 1937)

Feldemission aus geschichteten Kathoden bei Elektronenbestrahlung

Von H. Mahl, Berlin-Reinickendorf-Ost

(Aus dem Forschungs-Institut der AEG)

Mit 8 Abbildungen im Text

Inhalt: Einleitung. Kathodenherstellung. Oberflächenaufladung. Energieverteilung. Emissionsbild. Schlußbemerkung. Zusammenfassung.

Einleitung

Vor einiger Zeit hat Malter[1]) über eine anomale Elektronenemission von geschichteten Kathoden der Zusammensetzung Al-(Unterlage)—Al-Oxyd (Zwischenschicht)—Cs-Oxyd (Oberflächenschicht) berichtet. Bestrahlt man eine solche „Schichtkathode" mit Elektronen von einigen Hundert eV (Primärelektronen), so tritt aus ihr bei Vorhandensein eines Absaugfeldes ein Elektronenstrom aus, der je nach der Größe des Primärstromes und der Höhe des Absaugfeldes bis zu 1000 mal größer sein kann als der auftreffende Primärstrom. Diese Emission aus der Schichtkathode besitzt charakteristische Trägheitseigenschaften. Sie erreicht erst einige Zeit nach Beginn der Primärelektronenbestrahlung ihren Höchstwert; nach Unterbrechung der Primärelektronenbestrahlung klingt sie nur langsam ab.

Malter deutete diese Emission aus der Schichtkathode als eine Feldemission aus der Al-Unterlage. Sie soll folgendermaßen zustandekommen: Bei Bestrahlung der Schichtkathode mit Primärelektronen werden aus dem Cs-Oxyd (Oberfläche) zunächst Sekundärelektronen ausgelöst, die vom äußeren Feld abgesaugt werden. Da der Sekundäremissionsfaktor des Cs-Oxyds bei den hier benutzten Energien der Primärelektronen größer als 1 ist, lädt sich die Kathodenoberfläche gegen die Al-Unterlage positiv auf; ein merklicher Ladungsausgleich von der Al-Unterlage her wird nämlich durch das isolierende Al-Oxyd verhindert. Infolge der geringen Dicke der Al-Oxyd-Zwischenschicht (einige Zehntel μ) treten dabei vor der Al-Unterlage sehr hohe Feldstärken auf, die eine Feldemission hervorrufen[2]). Die Feldelektronen sollen durch das Al-Oxyd hindurch ins Vakuum austreten, und nur ein kleiner Teil von ihnen soll zur Kompensation der Oberflächenaufladung dienen. Nach dieser Vorstellung läßt sich der zeitabhängige Auf- und Abbau der Emission als Folge des trägen Auf- und Abbaus der Oberflächenaufladung zwanglos deuten.

Wir haben diese Emissionserscheinungen experimentell nach verschiedenen Richtungen hin genauer untersucht[3]). Da für die Maltersche Erklärung das Vorhandensein einer positiven Oberflächenaufladung unbedingt erforderlich ist, stellten wir uns zunächst die Aufgabe, eine direkte experimentelle Entscheidung über das Vorhandensein und die Größe einer solchen Oberflächenaufladung zu liefern. Weitere Versuche sollten u. a. Aufschlüsse über den Entstehungsort der Elektronen und die Verteilung der Emission auf der Kathodenoberfläche geben.

Das Herstellungsverfahren der Schichtkathode entspricht im wesentlichen dem von Malter angegebenen Verfahren: Reinstes Blatt-Alumium wurde elektrolytisch mehrere Stunden bei 50 bis 200 Volt Elektrodenspannung in Natriumboratlösung (reinst) mit Borsäurezusatz (reinst) oxydiert. Es bildet sich hierbei eine sehr gleichmäßige Oxydschicht, deren Dicke aus der Elektrodenspannung[4]) bzw. der auftretenden Newtonschen Farbe geschätzt werden kann. Für Al-Folien, die bei 120 Volt oxydiert wurden (diese Elektrodenspannung wurde von uns meistens benutzt), beträgt die Oxyddicke etwa 2000 ÅE.

Das Versuchsrohr mit der eingesetzten oxydierten Al-Folie wurde 20—30 Stunden unter Hochvakuum bei 400° C ausgeheizt. Nach Abkühlung konnte aus einem seitlichen Ansatz Cäsium eingedampft werden. Durch Erhitzung des Rohres auf 200° C (etwa 10 Min.) bildete sich auf der Oberfläche der Kathode eine Cs-Adsorptionsschicht, die durch kurzzeitigen Sauerstoffeinlaß (einige Sekunden) oxydiert wurde. Das Versuchsrohr wurde nach Abpumpen des überschüssigen Sauerstoffs in den meisten Fällen von der Pumpe abgezogen und gegettert.

Oberflächenaufladung

Zum Nachweis der Oberflächenaufladung diente die in Abb. 1 schematisch dargestellte Apparatur.

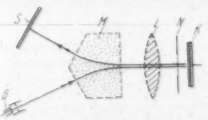


Abb. 1. Versuchsanordnung schematisch

Von der Glühkathode G gehen die Primärelektronen aus. Sie werden durch das Magnetfeld M senkrecht auf die Schichtkathode K gelenkt. Auf die Kathodenoberfläche treffen sie nur dann auf, wenn das Potential der Kathodenoberfläche gleich oder

[1]) L. Malter, Phys. Rev. **50** (1936), 48.

[2]) Der Emissionsmechanismus zeigt also gewisse Parallelen mit der von Güntherschulze [Zeitschr. f. Phys. **86** (1933), 778] beobachteten „Spritzentladung".

[3]) Vgl. H. Mahl, Die Naturwiss. **25** (1937), 459 (Kurze Originalmitteilung).

[4]) Güntherschulze u. H. Betz, Zeitschr. f. Elektrochemie **37** (1931), 8.

positiv gegenüber der Glühkathode ist. Bei negativem Potential der Kathodenoberfläche werden sie vor der Kathode gespiegelt[5]) und werden durch das Magnetfeld M auf den Leuchtschirm S gelenkt. Auf dem Leuchtschirm ist in diesem Fall das Schattenbild des doppelt durchlaufenen Absaugnetzes N zu sehen (Abb. 2a). Der Übergang von der Spiegelung des Elektronenstrahles zum Elektronenaufprall auf die Schichtkathode, der dann erfolgt, wenn das Potential der Oberfläche gleich dem der Glühkathode wird, ist auf dem Leuchtschirm sehr deutlich zu erkennen (Abb. 2b).

Ist auf der Kathodenoberfläche keine Oberflächenaufladung vorhanden, so findet dieser Übergang in dem Augenblick statt, in dem das Potential der Al-Unterlage (V_{Al}) gleich dem der

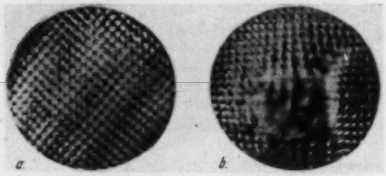


Abb. 2. Verhalten des Glühelektronenstrahls bei verschiedenem Potential der Schichtkathode (V_{Al})
a) Spiegelung vor der Kathode ($V_{Al} = -100$ Volt)
b) Übergang von der Spiegelung zum Elektronenaufprall (Oberflächenpotential = Glühkathodenpotential)

Glühkathode wird. Ist dagegen eine Oberflächenaufladung vorhanden, so wird dieser Übergang erst dann erfolgen, wenn das Potential der Oberfläche durch ein gleichgroßes negatives Potential der Al-Unterlage gegen den Glühdraht gerade kompensiert wird. Nach dieser Methode läßt sich eine Oberflächenaufladung bequem nachweisen und auf 1—2 Volt genau festlegen.

Bei der Ausführung der Versuche wurde zunächst durch Bestrahlung der Schichtkathode mit Primärelektronen von der Glühelektronenquelle her eine kräftige Feldemission aufgebaut und dann der Primärstrahl gesperrt. Die Emission klang danach in der bekannten Weise[6]) langsam ab (Abb. 3). Sofort nach Sperrung des Primärstrahles wurde die Schichtkathode auf etwa 100 Volt negativ gegen den Glühdraht gelegt. Beim Wiederfreigeben des Primärstrahles trat Spiegelung vor der Schichtkathode ein, was am Leuchtschirmbild deutlich erkennbar war. Durch kontinuierliches Vermindern des negativen Potentials der Schichtkathode (Al-Unterlage) konnte der Übergang von der Spiegelung des Elektronenstrahles zum Aufprall auf die Kathodenoberfläche an der Veränderung des Leuchtschirmbildes entsprechend Abb. 2a, b festgelegt werden. Tatsächlich fand der Übergang jedesmal bereits statt, wenn die Al-Unterlage noch auf negativem Potential gegen die Glühkathode lag: Es ist also eine positive Oberflächenaufladung auf der Schichtkathode vorhanden.

Die Größe der Oberflächenaufladung wurde nach verschiedenen Abklingzeiten gemessen. Bei dem in Abb. 3 wiedergegebenen Beispiel sind so erhaltene Werte der Oberflächenaufladung

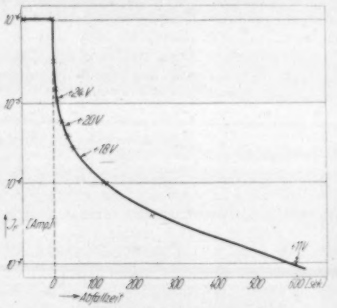


Abb. 3. Positive Oberflächenaufladung (an die Kurve geschriebene Zahlen) während des Abklingens der Feldemission J_F nach Unterbrechung des Primärstrahles (ausgezogene Kurve); Oxydationsspannung 120 Volt

die entsprechenden Stellen der Abklingkurve herangeschrieben. Die Oberflächenaufladung betrug 10 Sek. nach Sperrung des Primärstrahles + 24 Volt, 600 Sek. nach Sperrung noch + 11 Volt. Der Emissionsstrom fiel im gleichen Zeitintervall von 10^{-5} auf 10^{-7} Amp. Der weitere Abbau der Oberflächenaufladung ging außerordentlich langsam vor sich. Es konnten gelegentlich nach 20 Std. nach Unterbrechung des Primärstrahles 5—10 Volt Oberflächenaufladung festgestellt werden.

Für große Emissionsströme aus der Schichtkathode ($> 50\ \mu A$) stieß die Bestimmung der Oberflächenaufladung mit der Spiegelungsmethode auf Schwierigkeiten, da die von der Schichtkathode austretenden Elektronen den gespiegelten Glühelektronenstrahl auf dem Leuchtschirm intensitätsmäßig überdeckten. Eine ungefähre Angabe über die obere Grenze der Oberflächenaufladung, die ja durch Auftreten von Durchschlägen der Al-Oxydschicht gegeben ist, konnte durch direkte Durchschlagsversuche bestimmt werden. Dazu wurde

[5]) Vgl. W. Henneberg u. A. Recknagel, Zeitschr. f. techn. Phys. **16** (1935), 621 u. G. Hottenroth, Zeitschr. f. Phys. **103** (1936), 460.
[6]) L. Malter, a. a. O.

auf die Oberfläche einer oxydierten Al-Kathode eine Silberelektrode aufgedampft und durch Anlegung eines Kontaktes die Durchschlagsspannung im Vakuum bestimmt. Sie ergab sich für Al-Folien, die 5 Std. bei 120 Volt in der oben angegebenen Weise elektrolytisch oxydiert waren, zu 35—40 Volt[7]).

Zur Hervorrufung einer merklichen Feldemission ($> 10^{-7}$ Amp./cm^2) war eine Oberflächenaufladung von > 10 Volt notwendig (Oxyddicke etwa 2000 ÅE). Dieser Wert der Oberflächenaufladung reicht auch zur Erklärung einer Feldemission aus, da die Feldstärke vor dem Aluminium ohne Berücksichtigung der Unebenheiten damit bereits die Größenordnung 10^5 Volt/cm erreicht[8]).

Energieverteilung

Um weitere Aufschlüsse über den Emissionsmechanismus, insbesondere über den Entstehungsort der Elektronen, zu erhalten, wurde die Energie

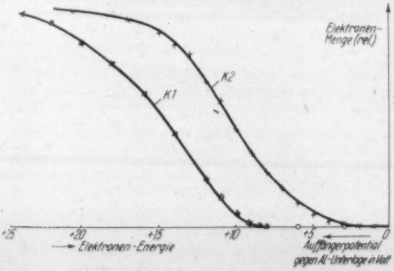


Abb. 4. Gegenspannungskurven für die aus der Schichtkathode austretenden Elektronen bei großem Verstärkungsfaktor
K_1: Auffänger mit adsorbiertem Cs-Oxyd und Sauerstoff
K_2: Auffänger mit Barium bedampft

der aus der Schichtkathode austretenden Elektronen analysiert. Zu diesem Zweck wurde der Leuchtschirm S in Abb. 1 durch einen 80 mm tiefen Nickelauffänger ersetzt. Gemessen wurde die Intensität des in den Auffänger gelangenden Elektronenstromes bei verschiedenem Auffängerpotential. In Abb. 4 sind so erhaltene „Gegenspannungskurven" wiedergegeben. Elektronen treffen nur dann auf den Auffänger, wenn das Auffängerpotential gegen die Al-Unterlage positiv ist. Den schnellsten Elektronen entspricht die Einmündung der Gegenspannungskurve in die Abszisse.

Die Form und Abszissenlage der Gegenspannungskurve ist ähnlich wie bei der Feldemission von Wolfram[9]). Auf Grund theoretischer Überlegungen konnte Müller hierbei zeigen, daß die Abszissenlage der Gegenspannungskurve von der Austrittsarbeit des emittierenden Metalls unabhängig ist (Tunneleffekt); der für die Feldemission charakteristische positive Abszissenabschnitt ist in seiner Größe gleich der Austrittsarbeit des Auffängermaterials.

Da in unserem Fall wegen der Anwesenheit von Cs-Oxyd und adsorbiertem Sauerstoff die Austrittarbeit der Auffängeroberfläche nicht bekannt ist, haben wir auf dem Auffänger Barium aufgedampft. Die vor der Bariumaufdampfung erhaltene Gegenspannungskurve K_1 verschob sich nach dieser Behandlung des Auffängers zu kleinerem positiven Auffängerpotential (K_2): Der neue Abszissenabschnitt beträgt nur noch 2 Volt, entspricht also der Austrittsarbeit des Bariums. Wir haben es hier demnach mit Feldelektronen zu tun, wobei wenigstens die schnellsten dieser Feldelektronen aus der Al-Unterlage selbst stammen und ohne Geschwindigkeitsverlust ins Vakuum austreten.

Das Energiebereich dieser Feldelektronen beträgt etwa 10—15 Volt; es ist also etwa doppelt so groß, wie es Müller bei der Feldemission an reinem Wolfram gefunden hat. Daraus ist zu schließen, daß entweder ein Teil der aus der Al-Unterlage stammenden Feldelektronen in den darüber liegenden Schichten Energieverlust erleidet oder daß die Feldelektronen z. T. auch aus verschiedenen Tiefen der Al-Oxydschicht stammen.

Die in Abb. 4 wiedergegebenen Gegenspannungskurven zeigen nur eine Elektronenenergiegruppe. Nach der Vorstellung von Malter müssen wir aber zwei Gruppen erwarten, nämlich eine Feldelektronengruppe und eine Sekundärelektronengruppe. Diese beiden Gruppen erscheinen in Abb. 4 nicht getrennt, weil die Gegenspannungskurven bei verhältnismäßig hohem Verstärkungsfaktor[10]) erhalten wurden. Der Sekundärelektronenstrom, der von der Größenordnung des Primärelektronenstromes ist, wird infolgedessen durch die viel größere Feldemission völlig überdeckt. Bei kleinem Verstärkungsfaktor (etwa 10), wie er bei einer

[7]) L. Malter berechnete für eine in gleicher Weise oxydierte Folie als Durchschlagsspannung 16 Volt. Die der Berechnung zugrunde gelegte Formel, die aus Durchschlagsversuchen wesentlich dickerer Al-Oxydschichten an Luft durch Extrapolation gewonnen wurde [H. Zauscher, Ann. d. Phys. (5) **23** (1935), 597], dürfte hierbei wohl unzuverlässig sein.

[8]) Unter Annahme einer linearen Potentialverteilung im Al-Oxyd. In Wirklichkeit werden die Verhältnisse wohl komplizierter liegen.

[9]) E. Müller, Zeitschr. f. Phys. **102** (1936), 734.

[10]) Feldelektronen + Sekundärelektronen / Primärelektronen ≈ 100.

durch Überlastung allmählich schlechter emittierenden Kathode erhalten wurde, tritt dagegen die Sekundärelektronengruppe neben der Feldelektronengruppe deutlich hervor (Abb. 5). Die Abszissenlage der Sekundärelektronengruppe läßt den

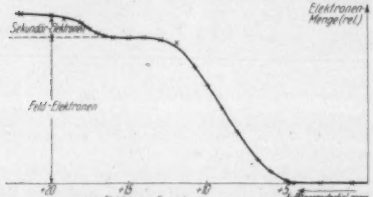


Abb. 5. Gegenspannungskurve bei kleinem Verstärkungsfaktor (Bariumoberfläche des Auffängers oxydiert)

merklich positiven Entstehungsort der Sekundärelektronen (Kathodenoberfläche) gegen die Al-Unterlage eindeutig erkennen.

Emissionsbild

Besondere Möglichkeiten zur weiteren Untersuchung der Emission aus der Schichtkathode bietet die elektronenoptische Untersuchungsmethode (vgl. Abb. 1). Eine elektrische Elektronenlinse L, die aus drei Zylindern bestand, bildete durch das Absaugnetz N hindurch die Schichtkathode auf dem Leuchtschirm S in 4- bis 6facher Vergrößerung ab. Das Absaugnetz, das etwa 1500 Volt positiv gegen die Schichtkathode aufgeladen war, ergab bei richtiger Linseneinstellung keine Bildstörungen.

Abb. 6. Emissionsbild der Schichtkathode
6fache Vergrößerung
Auffallender Primärstrom 10^{-7} Amp., Emission aus der Schichtkathode: 10^{-5} Amp.

Das Emissionsbild beantwortet sofort die wichtige Frage, ob die Emission über die Kathode gleichmäßig verteilt ist oder ob bevorzugt emittierende Stellen existieren: Die Feldemission auf der geschichteten Kathode ist auf einzelne Punkte beschränkt, die auf der Kathodenoberfläche regellos verteilt sind (Abb. 6). Die Intensität der einzelnen Punkte ist voneinander sehr verschieden. Sie ist auch für einen einzelnen Punkt nicht konstant, sondern ändert sich zeitlich, so daß das ganze Bild dauernd scintilliert [11]).

Die Zahl der Emissionspunkte und die durchschnittlichen Intensitätsunterschiede zwischen ihnen hängen stark von der Rauhigkeit der Al-Oberfläche ab [12]). Rauhe Oberflächen zeigen größere Unterschiede in den Punktintensitäten und ergeben schon bei verhältnismäßig kleinen Emissionsströmen häufig Durchschläge. Dieses Ergebnis legt im Zusammenhang mit der punktförmigen Emission den Schluß nahe, daß die Feldemission an Kanten und Spitzen der Kathode ansetzt.

Der Auf- und Abbau der Emissionserscheinung wurde schließlich im Emissionsbild und gleichzeitig durch Messung des Emissionsstromes verfolgt. Bei Bestrahlung der Schichtkathode mit Primärelektronen [13]) ergibt die Kathode zunächst eine über die Oberfläche gleichmäßige verteilte Emission (Abb. 7a), die einer Bewegung des Primärstrahls trägheitslos folgt. Wir haben es hier offensichtlich mit den an der Oberfläche ausgelösten Sekundärelektronen zu tun, die sich in den Aufbaukurven (Abb. 8) als horizontaler Kurvenanfang besonders bei kleiner Primärintensität (J_p) bemerkbar machen. Kurze Zeit nach Beginn der Primärstrahlung tauchen in den sekundäremittierenden Oberflächenbereichen einzelne helle flackernde Emissionspunkte auf, die mit der Zeit an Zahl und Intensität zunehmen (Abb. 7b). Dieser Aufbau der Feldemission äußert sich in einem schnellen Anstieg des Emissionsstromes (J) (Abb. 8). Schließlich geht die Helligkeit und Zahl der szintillierenden Emissionspunkte in einen im Mittel konstanten Endwert über, der auch in den Aufbaukurven als asymptotischer Endwert des Emissionsstromes erkennbar ist. Die Aufbauzeit und der Endwert der Emission sind von der Primärstrahlintensität, der Absaugspannung und dem Polarisationszustand der Al-Oxydzwischenschicht abhängig. Nach

[11]) Diese Schwankungen könnten durch zeitliche und örtliche Schwankungen der Oberflächenaufladung bedingt sein. [Vgl. L. R. Koller u. R. P. Johnson, Phys. Rev. **52** (1937), 519].

[12]) Um gleiche Bedingungen für die Untersuchung verschieden aufgerauhter Kathoden zu schaffen, wurden jeweils vier verschiedene Al-Folien zusammen elektrolytisch oxydiert und in der gleichen Röhre auf eine Nickelscheibe montiert, also in gleicher Weise mit Cs und Sauerstoff behandelt. Durch magnetische Drehung der beweglichen Nickelscheibe um ihre Achse konnten dann diese vier Folien unter gleichen Bedingungen beobachtet werden.

[13]) Zur bequemeren Verfolgung der Vorgänge wurde ein grobes Netz auf die Schichtkathode projiziert (Schattenbild der Primärelektronen).

Sperrung des Primärstrahles nimmt die Zahl und Intensität der Emissionspunkte zunächst rasch, später langsam ab (Abb. 7d). Dementsprechend

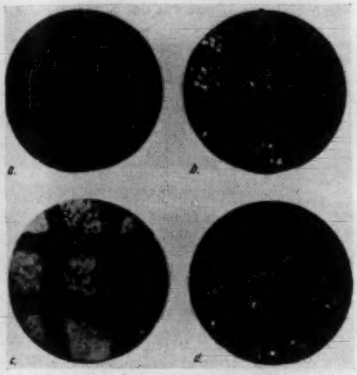


Abb. 7. Auf- und Abbau der Feldemission (Vergrößerung 5fach, $J_p = 1\ \mu A$)

a) Bei Beginn der Primärbestrahlung,
b) 10 Sek. später,
c) 60 Sek. später,
d) 60 Sek. nach Sperrung des Primärstrahls

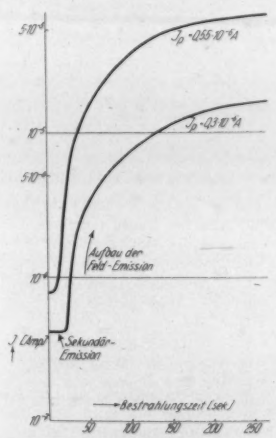


Abb. 8
Zeitlicher Verlauf der Emission J aus der Schichtkathode bei konstanter Primärelektronenbestrahlung J_p

verringert sich auch der Emissionsstrom (vgl. Abb. 3). Einzelne Emissionpunkte bleiben oft Stunden bestehen.

Schlußbemerkung

Durch unsere Ergebnisse wird die anfangs gegebene Erklärung von Malter prinzipiell bestätigt. Danach müßten außer der Al–Al-Oxyd–Cs-Oxyd-Kathode auch andere Kathoden entsprechender Zusammensetzung diese Feldemission zeigen[14]). Tatsächlich konnten wir z. B. bei Beschießung einer mit einer dünnen Zaponlackschicht überzogenen Nickelkathode ebenfalls den gesuchten Feldemissionseffekt nachweisen. Die Feldemission aus Schichtkathoden bei Elektronenbestrahlung („sekundäre Feldemission") ist also zweifellos eine Allgemeinerscheinung, die immer dann auftreten wird, wenn die Oberfläche einer mit einem dünnen Isolator überzogenen Metallkathode eine so große Sekundäremission besitzt, daß sich eine genügend große positive Oberflächenaufladung ausbilden kann.

Zusammenfassung

Die bei Elektronenbeschießung einer Schichtkathode der Zusammensetzung Al–Al-Oxyd–Cs-Oxyd auftretende „sekundäre Feldemission" wird genauer untersucht:

1. Das Vorhandensein einer positiven Oberflächenaufladung wird durch direkte Messung nachgewiesen. Ihre Größe ist für eine 2000 ÅE dicke Al-Oxydschicht je nach den Versuchsbedingungen 10—40 Volt.

2. Die Energieverteilung der aus der Schichtkathode austretenden Elektronen wird analysiert. Es ergibt sich: a) daß es sich bei diesen Elektronen um Feldelektronen handelt, b) daß die Feldelektronen, wenigstens zum Teil, aus der Al-Unterlage stammen und ohne Geschwindigkeitsverlust ins Vakuum austreten, c) daß ein Teil der Feldelektronen im Al-Oxyd Energieverlust erleidet oder aus verschiedenen Tiefen des Al-Oxyds stammt.

3. Die sekundäre Feldemission ist nicht gleichmäßig über die Oberfläche der Schichtkathode verteilt, sondern sie ist an einzelne Emmissionszentren gebunden.

4. Die sekundäre Feldemission ist nicht an die Al–Al-Oxyd–Cs-Oxyd-Schichtkathoden gebunden. Sie tritt immer dann auf, wenn sich die Oberfläche einer mit einem dünnen Isolator überzogenen Metallkathode bei Elektronenbestrahlung genügend hoch positiv durch Sekundäremission auflädt.

[14]) Vgl. auch E. R. Piore, Phys. Rev. **51** (1937), 1111.

(Eingegangen am 7. Oktober 1937)

Untersuchung der Elektronenlawinen in der Nebelkammer

Von H. Raether, Jena

Mit 2 Abbildungen im Text

Inhalt: 1. Einleitung. 2. Versuchsanordnung. 3. Versuchsergebnisse. 4. Einsatz der Elektronenlawine. 5. Vorwachsgeschwindigkeit der Lawine. 6. Form der Elektronenlawine. 7. Zusammenfassung.

1. Einleitung

Die folgenden Versuche stellen eine Anwendung der Nebelkammer im Gebiet der Gasentladungen dar. Das Ziel ist, die Eigenschaften der Elektronenlawine zu untersuchen, d. h. ihre Einsatzspannung, ihre Form und ihre Vorwachsgeschwindigkeit. Die Ergebnisse dieser Beobachtungen können wir mit den Vorstellungen von der Bewegung der Elektronen durch ein Gas prüfen, im besonderen werden wir die Vorwachsgeschwindigkeit der Elektronenlawine mit der Elektronenbeweglichkeit bei hohen Feldstärken vergleichen. Die Anwendung auf Fragen des Stoßdurchschlages, die das weitere Ziel dieser Versuche ist, soll jedoch an dieser Stelle nicht erfolgen, da ich mich hier auf das Gebiet der ersten Ionisierungsprozesse, d. h. des Townsendschen Teiles der Entladung beschränken will.

2. Versuchsanordnung

Das Prinzip der Versuchsanordnung ist folgendes: Wird in einem homogenen Feld an der Kathode ein Elektron befreit, so durchläuft es, falls die Feldstärke ausreicht (bei 270 T Luft etwa 10 kV/cm), stoßionisierend den Gasraum. Um die durch dieses Elektron entstandene „Elektronenlawine" sichtbar zu machen, ist der Raum der Entladungsstrecke als Nebelkammer ausgebildet, so daß sich an den gebildeten Ionen der übersättigte Wasserdampf niederschlagen kann und die Ionisierungsbahn als Tropfenfolge sichtbar wird. Soll die Elektronenlawine im Gasraum gestoppt werden, so darf die Spannung nur kurze Zeit an der Entladungsstrecke liegen. Solche kurzzeitigen Spannungsstöße bis zu 50 kV Höhe und von einigen 10^{-8} bis 10^{-7} Sek. Dauer werden mit einer kurzgeschlossenen Doppelleitung veränderlicher Länge in Verbindung mit einer Stoßspannungsanlage erzeugt und an die Elektroden der Kammer gelegt. Um die Lawine reproduzierbar an der Kathode beginnen zu lassen, läuft parallel zu dem Spannungsstoß eine Spannungswelle, die eine Funkenstrecke zündet und dadurch Elektronen auf der Kathode auslöst. Diese Photoelektronen werden sofort von dem Feld erfaßt und durchlaufen ionisierend die Gasstrecke.

3. Versuchsergebnisse

Bei günstiger Aufeinanderfolge von Expansion, Anlegen der Stoßspannung und Auslösen des photographischen Verschlusses werden Nebelspuren erhalten, wie sie Abb. 1 zeigt.

Das Besondere an diesen Lawinen ist die Tatsache, daß die Spuren im Gasraum reproduzierbar endigen und ihre Länge mit der Stoßdauer variiert.

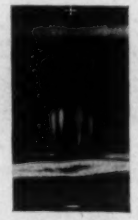


Abb. 1 (~ 0,7 nat. Größe)
Luft (273 Torr), $E/p \sim 40$, Stoßdauer $1{,}4 \cdot 10^{-7}$ sec.
Auf eine Lawine kommen einige 10^3-Ionenpaare

Ohne Bestrahlung treten keine Ionisierungsspuren auf, da bei den hier verwendeten E/p-Werten noch keine Zündung durch Klebeelektronen zu erwarten ist.

4. Einsatz der Elektronenlawine

Der Einsatz einer merkbaren Ionisierung, d. h. der erste Eindruck einer Tropfenfolge, die auf eine Elektronenionisierung schließen läßt, beginnt in Luft bei $E/p \sim 35$ (bei 280 Torr, 9,8 kV/cm bei 1,5 cm Spurenlänge. Eine Berechnung der gebildeten Ionenpaare unter diesen Bedingungen auf Grund des Townsendschen Elektronenstoßionisierungskoeffizienten α ergibt ~ 30 Ionenpaare. Die Sichtbarkeit der Lawine setzt also bei der geforderten Spannung ein.

5. Vorwachsgeschwindigkeit der Lawine

Wie bereits erwähnt, hängt die Länge der Lawinenspur von der Dauer des Spannungsstoßes ab. Die Variation der Stoßdauer und gleichzeitige Messung der Spurenverlängerung ermöglicht die Messung der Vorwachsgeschwindigkeit der Lawine. Abb. 2 zeigt die Abhängigkeit der Spurenlänge von der Dauer des Spannungsstoßes.

Tab. 1 zeigt einige der bisher gemessenen Werte. Diese Werte wurden in einem größeren Druckbereich gemessen und zeigten sich innerhalb der Fehlergrenzen nur von dem Verhältnis Feldstärke durch Druck abhängig.

Tabelle 1

Gas	u cm/sec	U_G Volt	U_B Volt
H_2	$0{,}75 \pm 0{,}2 \cdot 10^7$	~ 17	~ 1
Luft	$1{,}25 \pm 0{,}2$	~ 6	1—2
CO_2	$1{,}2 \pm 0{,}15$	~ 2	~ 1

Da in der Nebelkammer eine Mischung von Alkohol und Wasser als Kondensationssubstanz vorhanden ist, kann die Geschwindigkeit dadurch beeinflußt werden, daß die Elektronen sich anlagern.

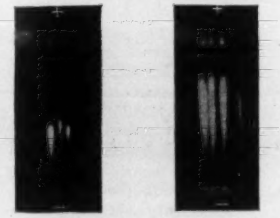


Abb. 2 (~ 0,7 nat. Größe)
Die Änderung der Lawinenlänge mit der Dauer des Spannungsstoßes. CO_2 (250 Torr), $E/p \sim 35$, Stoßdauerunterschied $9{,}3 \cdot 10^{-8}$ sec.

Im Gegensatz zu den stationären Methoden ist jedoch der Dampfzusatz von untergeordneter Bedeutung, da in meinem Fall die Stoßionisation ausgenutzt wird. Nehmen wir an, daß das Elektron sogleich nach dem Austritt aus dem Metall angelagert wird, so geht es für die Messung verloren, da es nicht mehr stoßionisieren kann. Daher ist die Anlagerungswahrscheinlichkeit kleiner als die Ionisierungswahrscheinlichkeit, so daß bereits Sekundärelektronen gebildet sind, bevor das Primärelektron sich anlagert. Diese Sekundärelektronen tragen die Lawine weiter, und zwar mit einer der Elektronenbeweglichkeit entsprechenden Geschwindigkeit. Wir können daher die Elektronenbeweglichkeit mit der Vorwachsgeschwindigkeit der Lawine vergleichen. — Man kann hier einwenden, daß die Elektronenbeweglichkeit durch die große Zahl der das Gas durchströmenden Elektronen infolge elektrostatischer Kräfte verändert werden könnte. Eine einfache Rechnung zeigt jedoch, daß bei den verwendeten E/p-Werten die Raumladungen noch zu vernachlässigen sind.

Bekanntlich wird die Elektronenbeweglichkeit außer durch die freie Weglänge und die Feldstärke durch die Energieabgabe des Elektrons beim Stoß auf die Gasmolekel und die Verteilung der Streuwinkel nach dem Stoß bestimmt. Wir betrachten zwei Grenzfälle:

a) Verläuft jeder Stoß vollkommen unelastisch, d. h. verliert das Elektron seine gesamte Energie beim Stoß und fliegt also die folgende freie Weglänge ganz in Feldrichtung, so erhält das Elektron die rascheste Vorwachsgeschwindigkeit im Feld. Ein Vergleich ergibt 3 mal kleinere Werte als berechnet. Die Annahme des vollkommen unelastischen Stoßes ist also falsch.

b) Für den Bereich des elastischen Stoßes haben wir eine experimentell bestätigte Theorie der Elektronenbeweglichkeit nach Hertz. Das Elektron gibt einen vom Verhältnis der Elektronenmasse zur Molekülmasse abhängigen Bruchteil seiner Energie beim Stoß ab und seine Streurichtungen sind nach dem Stoß nach allen Richtungen gleichmäßig verteilt. Das Elektron behält also von der im Feld erhaltenen Energie bei jedem Stoß etwas zurück, es sammelt Energie an bis im Gleichgewicht die abgegebene Energie gleich der aufgenommenen ist. Diese nach vielen Stößen erreichte Endenergie bezeichnet man als seine thermische Energie (U).

Obgleich die Zahl der ionisierenden Stöße im Vergleich zur Gesamtzahl der Stöße gering ist, haben wir eine beträchtliche Zahl anregender Stöße, also unelastischer Stöße. Wir versuchen trotzdem, ob die Anwendung dieser Gesetze zu richtigen Ergebnissen führt und nehmen an, daß der Energieverlust beim Stoß mit dem Molekül zwar konstant, aber größer als beim elastischen Stoß ist. Wir erhalten dann eine Beziehung zwischen der Vorwachsgeschwindigkeit u und der thermischen Energie U, die für U zu vernünftigen Werten führen muß. In Tab. 1 haben wir aus unseren Versuchen U berechnet (als U_G bezeichnet). Diese thermische Energie muß zur Ionisierung ausreichen, es müssen also die Elektronen die Ionisierungsspannung, die bei 15—16 Volt liegt, erreichen. Nehmen wir Maxwell-Verteilung an, so reicht sie bei Luft gut aus, bei CO_2 ist sie zu klein, bei H_2 zu groß. Die Abweichungen haben ihren Grund darin, daß wir für die Berechnung der Elektronenweglängen die gaskinetischen eingesetzt haben. Sehen wir uns aber die Abhängigkeit der Weglängen (λ) von der Geschwindigkeit in der Nähe einiger Volt an, so ist im Mittel die Weglänge in H_2 kleiner, in CO_2 größer als die gaskinetische Weglänge. Infolge der quadratischen Abhängigkeit der U von λ beeinflußt daher diese Korrektur die Ergebnisse in günstiger Weise. Wir können somit sagen, daß wir in dem hier untersuchten Gebiet von E/p im Mittel mit einem konstanten Energieverlust rechnen können.

6. Form der Elektronenlawine

Wenn die Elektronen eine im Vergleich zur thermischen Energie des Gases von $\sim {}^1/_{25}$ Volt hohe thermische Energie besitzen, so diffundieren die Elektronen beim Lauf durch das Gas aus der Feldrichtung. Es muß also die Form der Elektronenlawine durch diese Diffusion beeinflußt werden. Eine nähere Betrachtung ergibt, daß elektrostatische Kräfte infolge der geringen Raumladung keine Rolle spielen, sondern allein die Diffusion für die Form der Lawine maßgebend ist. Infolgedessen sind die Elektronen nach vielen Stößen nach einer Gaußschen Verteilung über den Querschnitt verteilt. Die Breite dieser Verteilung ist durch den

Diffusionskoeffizienten bestimmt, der mit der thermischen Energie in einfacher Weise verknüpft ist. Bei einem Vergleich der Breite der Nebelspur mit einer exponentiell abfallenden Verteilung, wie sie die Gaußsche Beziehung ergibt, ist jedoch festzusetzen, bei welcher Ionendichte die Sichtbarkeit der Spur aufhört, d. h. der Rand der Spur anzusetzen ist. Bei plausiblen Annahmen (1000 Ionen/cm²) berechnen wir aus der Lawinenbreite die Werte von U_B der Tab. 1. (Die aus der Lawinenbreite bestimmte thermische Energie trägt den Index B.) Die Übereinstimmung mit der aus der Geschwindigkeit berechneten ist zwar größenordnungsmäßig, doch fallen die U_B-Werte durchweg kleiner aus als die U_G-Werte.

Fragen wir nach dem Grund der Abweichung, so findet sich bei Diskussion der möglichen Fehlerquellen kein anderer Ausweg, als die Voraussetzung anzuzweifeln, daß die unelastisch gestreuten Elektronen nach dem Stoß gleichmäßig über alle Richtungen verteilt sind. Die Messungen der Winkelverteilung der am Einzelatom unelastisch gestreuten Elektronen spricht jedenfalls gegen diese Voraussetzung, deren Gültigkeit nur in Edelgasen bei kleinen E/p-Werten nachgewiesen wurde. Die Abweichung der aus der Geschwindigkeit und aus der Lawinenbreite bestimmten U-Werte läßt sich also dahin deuten, daß nach dem Stoß die Vorwärtsstreuung gegenüber den anderen Streurichtungen bevorzugt ist. — Zu der Form der Lawine ist zu bemerken, daß sie durch die Diffusionsbetrachtungen richtig wiedergegeben wird.

7. Zusammenfassung

Zusammenfassend können wir sagen, daß die Untersuchung der Zündung einer Entladung in der Nebelkammer im Townsendschen Gebiet, d. h. im raumladungsfreien Feld im wesentlichen in Einklang ist mit den Vorstellungen von der Bewegung eines Elektrons durch ein Gas.

(Eingegangen am 1. Oktober 1937)

Umladung langsamer Ionen unter positiver Resonanzverstimmung

Von Franz Wolf, Karlsruhe

Mit 2 Abbildungen im Text

Inhalt: Theoretische Erwartung. — Darstellung der Meßergebnisse — Diskussion der Umladungsausbeuten bei positiver Resonanzverstimmung unter Berücksichtigung spektroskopischer Anregungsmöglichkeiten.

Schießt man verschiedene Arten positiver Ionen geringer Geschwindigkeit unter gleichen Bedingungen gegen irgendwelche Gasmoleküle, so erwartet das Resonanzprinzip von Kallmann und Rosen eine um so größere Ausbeute an umladenden Stößen, je weniger die beim Umladungsvorgang vom Strahlion abzugebende Energie E_a sich von der Energie E_i unterscheidet, die das getroffene Gasmolekül zu seiner Ionisierung benötigt, je bessere „Resonanz" der Quantenenergien also besteht. Mit wachsendem Betrag der Resonanzverstimmung $\Delta = E_a - E_i$ soll — für beide Vorzeichen symmetrisch — die Umladungsausbeute ziemlich rasch nach Art einer Resonanzkurve abfallen.

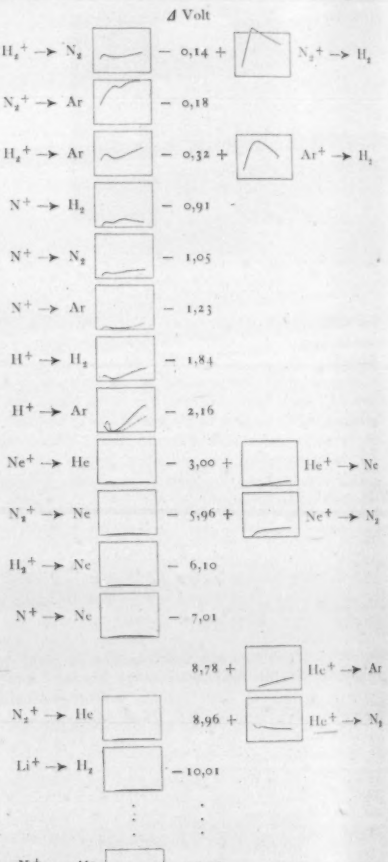


Abb. 1. Übersicht über sämtliche untersuchten Umladungsvorgänge mit Resonanzverstimmung, geordnet nach wachsenden Beträgen von Δ

Ich konnte bereits vor einem Jahr für einige Stoßvorgänge, die unter kleinen Beträgen der Verstimmung ablaufen, zeigen, daß die experimentell gefundenen Umladungsquerschnitte im wesentlichen mit dieser theoretischen Erwartung im Einklang stehen. Inzwischen ist das Beobachtungsmaterial über einen großen Bereich von Verstimmungen ausgedehnt. Die Abb. 1 gibt eine Übersicht darüber. In den einzelnen Teilbildchen, denen natürlich jeweils mit vielen Meßpunkten belegte Originalkurven zugrunde liegen, ist der Umladungsquerschnitt für 22 verschiedene Stoßvorgänge über der Wurzel der Strahlenergie aufgetragen. Die meisten Kurven erstrecken sich von etwa 30 bis 1020 Volt. Der Gesamthöhe jedes Bildchens entspricht eine Ordinate von 60 cm^{-1}. Die Stoßvorgänge sind im übrigen geordnet nach wachsenden Beträgen der Resonanzverstimmung. In der linken Reihe ist Δ negativ, die Umladung kann nicht durch die verfügbare Quantenenergie allein, sondern erst unter Hinzunahme eines von oben nach unten wachsenden Zusatzbetrags aus der kinetischen Energie zustande kommen. Bei den Stößen der rechten Reihe mit positivem Δ erfolgt die Umladung unter wachsendem Überschuß an innerer Energie. Man erkennt schon aus dieser Darstellung, daß die Ausbeute an umladenden Stößen im großen ganzen in der Umgebung von $\Delta = 0$, also oben im Bild, am größten ausfällt, in Übereinstimmung mit dem Resonanzprinzip. Ebenso liefern die Versuche bei zunehmend negativer Resonanzverstimmung wirklich das erwartete rasche Zurücktreten der Umladung. Auf der rechten Seite dagegen bleibt bei den Stößen $He^+ \rightarrow Ne$, Ar und He^+, $Ne^+ \rightarrow N_2$ auch für große positive Δ die Umladung recht beträchtlich, besonders bei größeren Geschwindigkeiten, was mit der Erwartung zunächst nicht im Einklang steht. Gerade auf diese Erscheinung möchte der Vortrag die Aufmerksamkeit lenken.

Deutlicher als in Abb. 1 erkennt man die Zusammenhänge, wenn man bei fester Strahlenergie, also bei ein und derselben Abszisse der Bildchen, die Umladungsquerschnitte sämtlicher untersuchter Stoßvorgänge unmittelbar über der

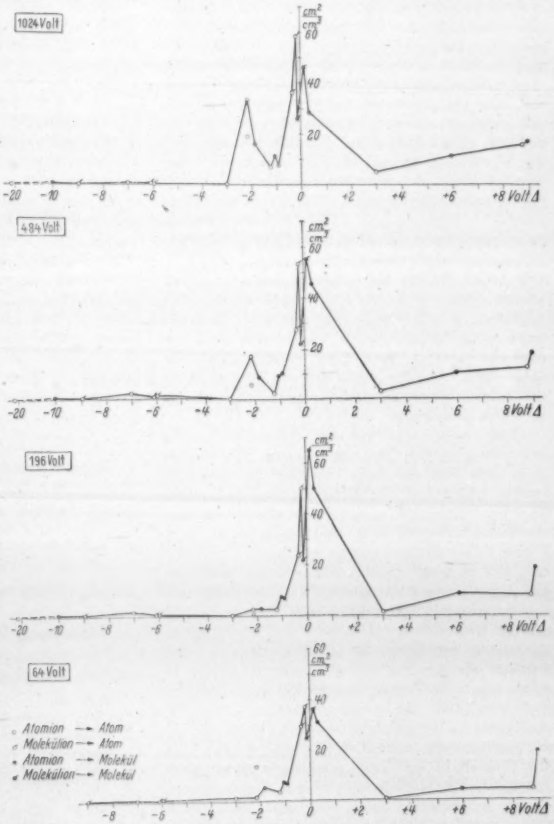


Abb. 2. Umladungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Resonanzverstimmung Δ bei vier verschiedenen Strahlenergien

zugehörigen Resonanzverstimmung Δ aufträgt. Dies ist in Abb. 2 für vier verschiedene Strahlenergien geschehen. Beachtet man, daß natürlich nur die Beobachtungspunkte und nicht die willkürlichen Verbindungslinien maßgebend sind, so tritt die Form der erwarteten Resonanzkurve deutlich hervor. Von einzelnen Unregelmäßigkeiten in der Umgebung von $\Delta = 0$ sei hier abgesehen. Sie

werden anderswo diskutiert[1]). Hier interessiert die auffallende Unsymmetrie der Resonanzkurve bei großen Verstimmungen, indem bei großen positiven Δ ganz erhebliche Umladungsquerschnitte auftreten, mit zunehmender Strahlenergie in wachsendem Maß, während auf der andern Seite schon bei $\Delta = -3$ Volt die Umladung gänzlich verschwunden ist.

Man kann sich diese starke Umladung auf der positiven Seite zunächst unter Wahrung des Resonanzprinzips so zustande gekommen denken, daß das getroffene Gasmolekül beim Stoß außer der Abgabe eines Elektrons entgegen der bisherigen stillschweigenden Annahme jeweils auch noch eine Anregung erfährt. Dadurch würde nämlich die an der getroffenen Partikel zu leistende Gesamtarbeit E_i vergrößert und Δ fiele kleiner aus als bisher angenommen. Der Meßpunkt wäre in den Diagrammen der Abb. 2 in Wirklichkeit weiter links einzutragen und würde damit möglicherweise von selbst in das Gebiet guter Resonanz fallen. Dieses dürfte nach den Erfahrungen auf der Seite negativer Δ beiderseits der strengen Resonanz nur bis zu Verstimmungen von weniger als 3 Volt reichen. — Um über diese Anregungsmöglichkeiten zu entscheiden, muß man die Termschemata der bei den betreffenden Stößen entstehenden Ionen zu Hilfe nehmen.

Faßt man zunächst die Stöße $Ne^+ \rightarrow N_2$ bei rund $\Delta = +6$ Volt und $He^+ \rightarrow N_2$ bei etwa $\Delta = +9$ Volt ins Auge, so handelt es sich in beiden Fällen um die Anregung von N_2^+. Aus dem Bandenspektrum dieses Ions kennt man nun tatsächlich zwischen dem Grundzustand und einem oberen Elektronenniveau eine lückenlose, enge Folge von Schwingungstermen, und ebenso baut sich auf dem oberen Elektronenniveau eine Folge von solchen Schwingungstermen auf, die bei etwa 6,9 Volt mit der Dissoziation endet. Bei $Ne^+ \rightarrow N_2$ würde aber eine Anregung des entstehenden N_2^+ auf weniger als 6,9 Volt bereits ausreichen, um Δ selbst bis in die Gegend strenger Resonanz hinüberzurücken. Für $He^+ \rightarrow N_2$ dagegen würde die Aufnahme der vollen Dissoziationsenergie durch N_2^+ die Verstimmung wenigstens bis auf etwa 2 Volt, also ebenfalls bis ins Gebiet guter Resonanz herunterdrücken. Die auffallenden Umladungsausbeuten dieser Stöße lassen sich also tatsächlich durch die Annahme von Anregungen des Stickstoffmoleküls prinzipiell deuten.

In den restlichen beiden Fällen werden Edelgase getroffen. Das Spektrum des Ne^+-Ions, das aus dem Stoß $He^+ \rightarrow Ne$ bei $\Delta = +3$ Volt hervorgeht, liefert zunächst zwei fast identische, sehr tiefe Terme. Für die Anregung des nächstfolgenden höheren Terms sind aber schon fast 27 Volt erforderlich. Hiermit ist es also überhaupt nicht möglich, eine Anregungsenergie von etwa 1—5 Volt im Ne^+ aufzuspeichern, die allein imstande wäre, Δ in den richtigen Bereich guter Resonanz zu verschieben. — Beim Ar^+, das durch den Stoß $He^+ \rightarrow Ar$ bei nahezu $\Delta = +9$ Volt entsteht, liegen die Dinge ähnlich. Den beiden tiefsten Termen im etwas größeren Abstand von 0,18 Volt folgt der nächste erst bei rund 16 Volt. Hier dürften, um Δ in das Gebiet guter Resonanz zu rücken, nur etwa 7—11 Volt als Anregungsenergie aufgenommen werden. Dies ist aber nach dem Termschema des Ar^+ wieder nicht möglich. Die beobachtete große Umladungsausbeute läßt sich also bei den beiden letzten Stößen nicht durch Anregung des entstehenden Ions erklären. — Auch bei den Stößen gegen N_2 möchte ich nicht recht an die Deutung der großen Ausbeuten allein durch Anregung glauben, weil die hierzu erforderlichen Energiebeträge so sehr groß sind. Vielleicht wirkt auch hier dieselbe Erscheinung wenigstens mit, die mir nach dem vorigen für atomare Stöße sicher zu sein scheint, daß nämlich die Umladung unter großem Überschuß von innerer Energie — im Gegensatz zu der Erwartung des Resonanzprinzips — doch leichter vor sich geht, als wenn derselbe Energiebetrag fehlt und erst aus der kinetischen Energie aufgebracht werden muß.

[1]) Ann. d. Phys. im Erscheinen begriffen. Dort auch Genaueres über die hier behandelte Erscheinung.

Zusammenfassung

Versuche über Stöße langsamer Ionen gegen Gase zeigen, daß Umladung unter Überschuß an innerer Energie — im Gegensatz zur bisherigen theoretischen Erwartung — leichter stattfindet, als wenn derselbe Energiebetrag fehlt und erst der kinetischen Energie entnommen werden muß.

(Eingegangen am 10. Oktober 1937)

Auslösung von Sekundärelektronen in Adsorptionsschichten

Von O. Krenzien, Berlin-Siemensstadt

Auslösung von Sekundärelektronen an einatomigen Schichten an Th und Cs. — Abhängigkeit der Ausbeute von der Besetzungszahl. Elektronenbefreiung an Oberflächenoxydschichten und an mehratomigen Sauerstoffschichten.

Lichtstarke Vorführung von Interferenzerscheinungen und ihre Deutung

Von F. Zernike, Groningen

Doppelspalt oder Biprisma werden durch n äquidistante Spalte oder Glühfäden, statt durch einen, beleuchtet. Der gangbare enge Kohärenzbegriff ermöglicht nur die Deutung aus der Überlagerung von n-Fransensystemen. Eine einfache Erweiterung läßt die beiden Spalte als kohärent oder teilweise kohärent beleuchtet erscheinen.

Lichtanregung durch Wasserstoff- und Deuterium-Kanalstrahlen.

Von W. Hanle, Göttingen

(Nach Versuchen von R. Junkelmann †, Jena)

Mit 12 Abbildungen im Text

Inhalt: Vergleich der Lichtanregung durch H und D. Ist die Anregung durch die Geschwindigkeit der Teilchen allein gegeben? Vergleich der Anregung von Argon und Helium. Störung des „bewegten" Leuchtens durch Stöße 2. Art. — Zusammenfassung.

Wir haben uns in Jena und Leipzig mit der Lichtausbeute bei Anregung von Gasen durch Atom- und Ionenstoß beschäftigt. Ich möchte 3 Teiluntersuchungen herausgreifen.

I. Anregung durch H und D

Wir haben uns die Frage gestellt, was ist bei der Anregung maßgebend, die Geschwindigkeit oder die Energie der Teilchen? In erster Linie ist es

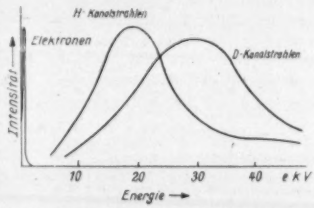


Abb. 1. Vergleich der Anregung der Argonlinie 4259 ÅE durch Elektronen, H- und D-Atome als Funktion der kinetischen Energie der Stoßpartikel. (Die Ordinaten sind nicht vergleichbar)

die Geschwindigkeit. Dies ist leicht einzusehen, wenn man etwa die Anregung durch Elektronenstoß mit der durch Stoß von Wasserstoffatomen vergleicht. Abb. 1 zeigt die Anregungsfunktion der Argonlinie 4259 ÅE bei Anregung durch Elektronenstoß und durch H-Stoß. Auf die Anregung durch D-Stoß kommen wir weiter unten zu sprechen. Zur Anregung durch Elektronen benötigt man etwa 20 Volt, zur Anregung durch H-Atome hingegen etwa 20 kV. Trägt man nun als Abszisse die Geschwindigkeit auf (Abb. 2), dann liegen die Anregungsfunktionen fast übereinander. Allerdings nicht ganz, und dies zeigt schon, daß die Anregung nicht nur durch die Geschwindigkeit gegeben ist. Um nun über diese Abhängigkeit Näheres zu erfahren, muß man die Stoßteilchen variieren. Man kann Teilchen verschiedener Masse nehmen, die dann bei gleicher Energie verschiedene Geschwindigkeit haben. Nimmt man aber etwa H und He, die bei gleicher Energie sich um einen Faktor 2 in der Geschwindigkeit unterscheiden, dann ändert man gleichzeitig mit der Masse auch die Anregungsenergie und weiß nicht, worauf man einen Unterschied in der Anregung zurückführen soll, auf den Unterschied in der Geschwindigkeit oder der Anregungsenergie. Man muß also als Stoßpartikel Teilchen verschiedener Masse aber gleicher Anregungsenergie nehmen, also Isotope. Praktisch geht dies heute nur mit leichtem und schwerem Wasserstoff.

Man kann den Versuch auf zweierlei Art führen: man schießt H und D gleicher Energie in irgendein Gas, etwa Argon, und untersucht die Anregung dieses Gases (also der Argonatome). Oder man schießt irgendwelche Atome oder Ionen in ruhendes H_2 und D_2 und untersucht die Anregung der bewegten Atome bzw. Ionen beim Stoß mit dem ruhenden H_2 und D_2. Im folgenden wird über die erste Methode berichtet[1]).

Bei der ersten, bis jetzt also allein durchgeführten Methode wurden Helium und Argon mit leichtem und schwerem Wasserstoff beschossen. Abb. 1 zeigt, wie sich die Intensität der Argonlinien mit der Energie der Stoßteilchen, und zwar in einem Fall

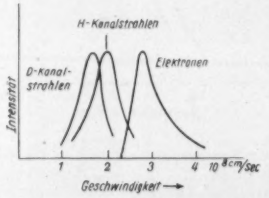


Abb. 2. Vergleich der Anregung der Argonlinie 4259 ÅE durch Elektronen, H- und D-Teilchen als Funktion der Geschwindigkeit der Stoßpartikel. (Die Ordinaten sind nicht vergleichbar)

mit H, im anderen Fall mit D, ändert. Man sieht, daß die Argonlinien bei kleiner Energie durch H leichter angeregt werden als bei D. Die nächste Abb. 2 zeigt die gleiche Messung, nur ist jetzt die Geschwindigkeit als Abszisse aufgetragen. Bei gleicher Geschwindigkeit regt also D früher an als H. Die Anregungskurven lassen sich in keinem Falle zur Deckung bringen. Die Anregung ist also weder eine reine Funktion der Geschwindigkeit, noch der Energie der Stoßpartikeln.

Sämtliche Argonlinien, auch die Funkenlinien, zeigen das gleiche Verhalten. Dies ist aus den folgenden Abbildungen zu ersehen. Abb. 3 und 4 sowie 5 zeigen die Anregung anderer Argonbogenlinien, die Abb. 6 die Anregung einer Argonfunkenlinie.

Wir kommen nochmals auf den Vergleich der Anregung der Argonlinien durch Elektronen- und

[1]) Eine Arbeit über die zweite Methode, wobei Caesiumionen in H_2 und D_2 geschossen wurden und die Anregung der Caesiumfunkenlinien durch H_2 mit der durch D_2 verglichen werden sollte, ist durch den Todesfall eines meiner Schüler liegen geblieben.

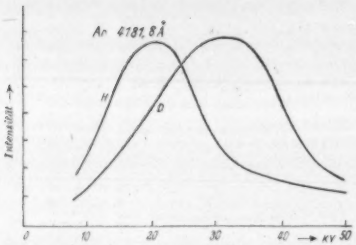


Abb. 3. Anregung der Argonlinie 4181 ÅE als Funktion der kinetischen Energie der H- bzw. D-Atome

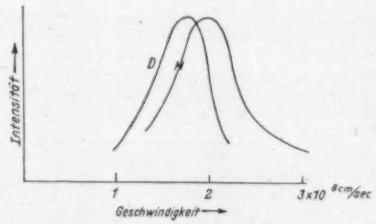


Abb. 4. Anregung der Argonlinie 4181 ÅE als Funktion der Geschwindigkeit der H- bzw. D-Atome

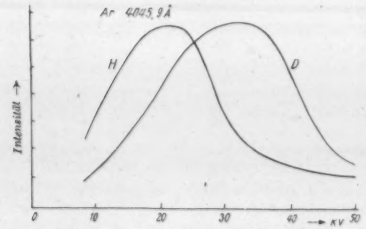


Abb. 5. Anregung der Argonlinie 4046 ÅE als Funktion der inetischen Energie der H- bzw. D-Atome

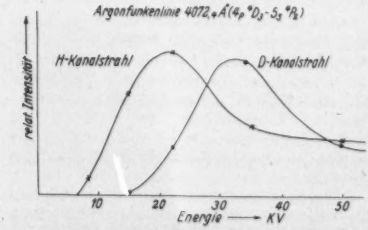


Abb. 6. Anregung der Argonfunkenlinie 4072 ÅE als Funktion der Energie der H- bzw. D-Atome

Atomstoß zurück, wie er in Abb. 1 und 2 gemacht wurde. Die Tatsache, daß die Anregung durch Elektronenstoß bei sehr viel kleineren Spannungen erfolgt als durch Atomstoß, zeigt sehr anschaulich, daß bei der Atomstoßanregung nur ein Bruchteil der Energie überträgen wird.

Man kann versuchen, dieses Ergebnis mit der Döpelschen Theorie der Stoßanregung auszuwerten. Nach Döpel wird bei der Anregung Energie auf das Leuchtelektron und auf den Rumpf übertragen, wobei der letztere Anteil sich nach der Bindungsenergie des Elektrons des Stoßteilchens richtet. Ist die Bindungsenergie klein, so kann nur wenig Energie übertragen werden und umgekehrt.

Setzt man die gemessenen Optimalspannungen, d. h. die Spannung, bei denen die Ausbeutefunktion ihr Maximum hat, in die Döpelschen Ausdrücke für die Stärke der Stoßanregung ein, so ergibt sich für den Bruchteil der auf den Atomrumpf übertragenen Energie für den Fall der Anregung des Argons durch leichten Wasserstoff $0{,}5 \cdot 10^{-3}$ der Gesamtenergie und für die Anregung durch schweren Wasserstoff $0{,}6 \cdot 10^{-3}$ der Gesamtenergie in guter Übereinstimmung. Dies zeigt, daß man wenigstens vorläufig gut tut, mit dem Döpelschen Ansatz zu rechnen.

II. Anregung von Ar und He

Wir wollen jetzt die Anregung von Argon mit der von Helium vergleichen. Die Anregungsfunktion

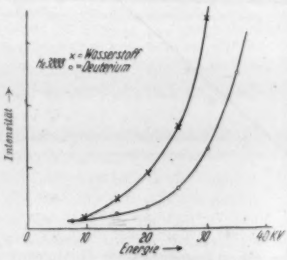


Abb. 7. Anregung der Heliumlinie 3888 ÅE als Funktion der kinetischen Energie der H- bzw. D-Atome

der He-Linie 3888 ÅE durch Stoß von H und D zeigt Abb. 7. Ebenso wie die Argonlinien werden auch die Heliumlinien bei kleinen Spannungen von D schlechter angeregt als von H, weil D-Atome gleicher Energie kleinere Geschwindigkeiten haben als H-Atome. Bezieht man jedoch auf größere Geschwindigkeit, so regen, wie Abb. 8 zeigt, D-Teilchen wegen ihrer größeren Energie früher an als H-Teilchen.

Vergleicht man nun die Anregung von Ar und He durch H und D, so sieht man (Abb. 9), daß He entsprechend seiner höheren Anregungsspannung

auch erst bei höheren Voltgeschwindigkeiten angeregt wird, ganz in Analogie zu der Anregung durch Elektronenstoß, die ebenfalls aus Abb. 9 zu ersehen ist. Dabei sind die Elektronenenergien in Volt, die Kanalstrahlenenergien dagegen in Kilovolt aufgetragen. Bei der Anregung durch H und D liegt das Maximum der Anregungsfunktion für die Argonlinien etwa bei 40 kV, für die Heliumlinien

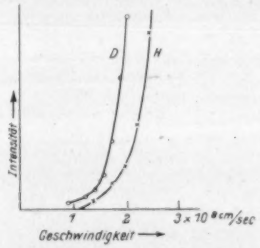


Abb. 8. Anregung der Heliumlinie 3888 ÅE als Funktion der Geschwindigkeit der H- bzw. D-Atome

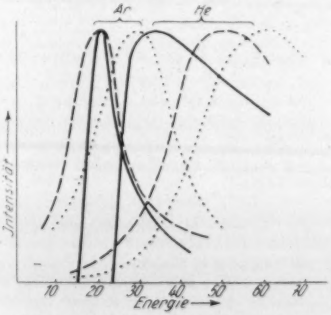


Abb. 9. Anregung der Argonlinie 4259 ÅE und der Heliumlinie 3888 ÅE

durch Elektronen ——— (Energie in e-Volt)
„ H-Atome – – – – – (Energie in e-Kilovolt)
„ D-Atome · · · · · (Energie in e-Kilovolt)
(Die Ordinaten sind nicht vergleichbar)

liegt das Maximum jenseits des untersuchten Spannungsbereiches. Die Lage des Maximums der He-Kurven ist nur vermutet, da sie nach größeren Spannungen nicht verfolgt wurden.

III. Das „bewegte" Leuchten

Beim Stoß vom H-Atom mit He wird außer dem He auch der bewegte Wasserstoff angeregt. Die zunächst gemessenen Anregungsfunktionen zeigt Abb. 10. Man sieht zugleich den Unterschied in der Anregung von H und D durch Helium. Wir wollen hier auf diesen Unterschied nicht eingehen, sondern die Anregungsfunktion des leichten oder schweren Wasserstoffs allein betrachten. Die gemessene Kurve gibt nicht den wahren Intensitätsverlauf, die wahre Anregungsfunktion. Man muß nämlich berücksichtigen, daß die leichten Wasserstoffatome sehr schnell laufen und während der Abklingzeit eine große Anzahl von Zusammenstößen mit den ruhenden Teilchen erleiden, und zwar ist

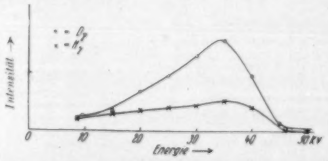


Abb. 10. Anregung der H- bzw. D-Atome beim Stoß mit He-Atomen als Funktion der kinetischen Energie der H- bzw. D-Atome

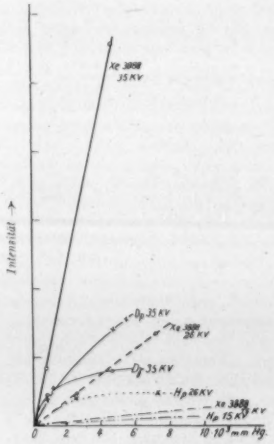


Abb. 11. Druckabhängigkeit der Intensität der H-, D- und He-Linien vom He-Druck

die Zahl dieser Stöße abhängig von der Geschwindigkeit (proportional dem Quadrat der Geschwindigkeit) der Teilchen. Dies tritt nur augenfällig wegen der Steifheit der Kanalstrahlen nicht in Erscheinung. Aber die Auslöschung des bewegten Leuchtens durch diese Stöße ist sehr groß. Wir haben sie im Fall der Linie H_β, also für die zweite angeregte Bohrsche Bahn gemessen. Experimentell wurde zunächst die Abhängigkeit des bewegten Leuchtens vom Druck untersucht (Abb. 11). Während das He-Leuchten streng proportional dem Druck, d. h. der Zahl der Stöße ist, wächst das

bewegte H-Leuchten langsamer und nähert sich einem Grenzwert. Dieser Versuch zeigt, daß man bei der Untersuchung des bewegten Leuchtens stets die Auslöschung berücksichtigen muß, da man sonst ganz falsche Ausbeuten erhält. In Abb. 12 sind die korrigierten und unkorrigierten Kurven für die Anregung der Linie H_β durch He zu sehen. Man kann aus der Theorie der Stoßauslöschung aus den

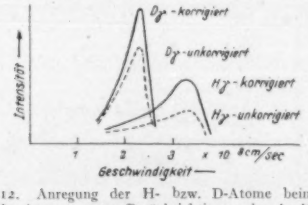


Abb. 12. Anregung der H- bzw. D-Atome beim Stoß mit He-Atomen unter Berücksichtigung der Auslöschung

Druckabhängigkeitskurven den Wirkungsquerschnitt für Störungen der zweiten angeregten Bohrschen Bahn durch Heliumatome berechnen und erhält das 12fache des Grundbahnquerschnitts. Man kann mit dieser Methode sicher den Wirkungsquerschnitt für Stöße zweiter Art für die höheren Bohrschen Bahnen bei Zusammenstößen mit verschiedenen Atomen bestimmen, was insofern wertvoll sein kann, als es theoretisch wohl möglich ist, die Wirkungsquerschnitte für Zusammenstöße mit angeregten Wasserstoffatomen zu berechnen.

Zusammenfassung

Die Lichtanregung von Helium und Argon durch Elektronen, Wasserstoff- und Deuterium-Kanalstrahlen wurde verglichen. Die Anregung ist im wesentlichen durch die Geschwindigkeit der Stoßteilchen gegeben. Bei gleicher Energie regen H-Teilchen leichter an als D-Teilchen, bei gleicher Geschwindigkeit ist es umgekehrt. Die Messungen stehen in guter Übereinstimmung mit der Döpelschen Theorie der Stoßanregung.

Das bewegte Leuchten bei dem Stoß von H- und D auf He wurde untersucht. Es ist durch Stöße zweiter Art stark gestört. Aus der Druckabhängigkeit wurde der Auslöschungsquerschnitt bestimmt.

(Eingegangen am 28. Oktober 1937)

Röntgenspektroskopie bei Wasserstoff- und Heliumtemperaturen

Von A. Goetz, Pasadena

(Unter Mitarbeit von R. B. Jakobs und O. B. Jackson)

Es wird ein Röntgenspektrograph für die Braggsche Methode beschrieben, bei welchem Strahlungsquelle und Ionisationskammer auf Zimmertemperatur sind und in dem der adiabatische Expansionsverflüssiger für Helium in den Kristallhalter eingebaut ist. Der Kristall kann über ein kontinuierliches Temperaturgebiet von Zimmertemperatur bis unter den Siedepunkt des Heliums gekühlt werden. Sowohl die einfallende wie die „reflektierte" Strahlung geht nicht durch flüssige Gase, so daß unkontrollierbare Streuung vermieden wird. Die kontrollierbare, durch Fenster auftretende Streuung ist klein. — Der Apparat wird zur Messung der Temperaturabhängigkeit des Intensitätsprofils von Reflexionen an Kristallen benutzt. Die Registrierung der Profile und damit der integralen Intensitäten $\left(\int_{-\Delta\Theta}^{+\Theta\Delta} J(T)\,d\Theta\right)$ geschieht direkt durch Verstärkung der Ionisationsströme ohne Umweg und Verzerrung durch Photometrierung von Spektrogrammen innerhalb von so kleinen Zeitintervallen, daß Konstanz der Kristalltemperatur gewährleistet ist. — Vorläufige Resultate, welche den Gültigkeitsbereich der Debye-Wallerschen Beziehungen und die Bestimmung der Nullpunktenergie betreffen, werden beschrieben.

Über den Einfluß der Kristallgitterstruktur auf die Glühemission*)

Von B. Mrowka, Berlin

(Aus dem Forschungs-Institut der AEG.)

Inhalt: Einleitung. — 1. Einkristallgitter. 2. Vereinfachende Annahmen. 3. Verwickelteres Termschema. — Zusammenfassung.

Einleitung

Nach den neueren Untersuchungen erfolgt die Emission einer Glühkathode nicht gleichmäßig über die Oberfläche, sondern die verschiedenen Stellen emittieren verschieden stark, wie elektronenoptische Kathodenabbildungen unmittelbar zeigen[1]). Das ist bei Oberflächen mit Unregelmäßigkeiten oder Fremdatombedeckung (verschiedener Bedeckungsgrad der einzelnen Stellen) ohne weiteres verständlich. Man findet aber auch bei sorgfältig gereinigten Oberflächen Strukturbilder[2]), die nur durch die polykristalline Struktur des Metalls gedeutet werden können. In den einzelnen Kristalliten liegen nämlich die Kristallachsen unter verschiedenen Winkeln zur Oberfläche, und man muß annehmen, daß die Glühemission von der Orientierung der Oberfläche zu den Kristallachsen abhängig ist. Es ist zwar neuerdings üblich, formal anzunehmen, daß die Austrittsarbeit von der Ober-

*) Eine ausführliche Veröffentlichung erscheint in den Ann. d. Phys.

[1]) Vgl. z. B. in Brüche-Scherzer, „Geometr. Elektronenoptik", Berlin 1934, Kap. VI c.

[2]) Vgl. z. B. in Busch-Brüche, Leipzig 1937, Aufsatz von H. Mahl, S. 74.

flächenorientierung abhängt, doch kann die bisherige Theorie der Glühemission derartige Erscheinungen nicht erklären, da ihr das isotrope Metallmodell der freien Elektronen zugrunde liegt.

1. Einkristallgitter

Um die Kristallgitterstruktur in der Theorie der Glühemission explizit zu berücksichtigen, geht man von einem Einkristall aus, der mit einer ebenen Oberfläche an das Vakuum grenzt. Nimmt man die Energie eines im Vakuum ruhenden Elektrons als Nullniveau an, so ist es beim Modell der freien Elektronen für einen Elektronenaustritt nötig, daß die Elektronen durch thermische Anregung positive Energie erhalten, und daß außerdem die kinetische Energie ihrer Bewegung senkrecht zur Oberfläche bereits größer als der Potentialsprung an der Oberfläche ist. Bei Berücksichtigung des periodischen Potentials im Gitter liegen die Verhältnisse ähnlich, nämlich es treten Elektronen erst in solchen Zuständen (die durch Energie E und Ausbreitungsvektor $\mathfrak{k}$ der Elektronenwellen gekennzeichnet sind) aus, bei denen zwischen Energie E und Tangentialkomponente von $\mathfrak{k}$ eine bestimmte Relation besteht. Diese bedeutet, daß die Tangentialkomponente des Ausbreitungsvektors an der Oberfläche stetig verläuft oder, korpuskular gesprochen, daß dort der tangentiale Impuls erhalten bleibt. Der wesentliche Unterschied besteht nur darin, daß der Zusammenhang zwischen E und $\mathfrak{k}$ beim Gitter anisotrop ist, während er beim Modell der freien Elektronen isotrop ist. Daher hängt die Grenze zwischen Zuständen mit und ohne Emission für gegebene Tangentialkomponente von $\mathfrak{k}$ beim Gitter von der Oberflächenorientierung ab, während sie beim Modell der freien Elektronen für alle Flächen gleich sein muß.

Neben diesem hauptsächlich für Verschiedenheiten der Austrittsarbeit maßgebenden Einfluß bewirkt die Kristallgitterstruktur noch eine Veränderung der Zustandsdichte im Termschema, weil sich Energiebänder und Lücken bilden. Dies ist für die Größe der Mengenkonstante A im Richardsonschen Gesetz für den Sättigungsstrom $i = A\,T^2 e^{-\frac{w}{kT}}$ wesentlich.

Beide Effekte könnte man berechnen, wenn $E(\mathfrak{k})$ für die einzelnen Metalle bekannt wäre. Das ist aber in dem hierfür wichtigen Bereich des Termschemas ($E \approx 0$) nach den vorliegenden Näherungsverfahren nicht der Fall. Wenn man sich aber nur auf einen Überblick über die verschiedenen Möglichkeiten und auf eine Abschätzung der Größenordnungen beschränken will, so genügt es, ein idealisiertes, einfaches Termschema zugrunde zu legen, das natürlich den typischen Erscheinungen Rechnung tragen muß.

2. Vereinfachende Annahmen

Daher wurden folgende vereinfachende Annahmen gemacht: nämlich erstens ein einfach kubisches Gitter vorausgesetzt, und ferner für $E(\mathfrak{k})$ der einfachste anisotrope Ansatz der richtigen Symmetrie gewählt. Dann ist jedes Energieband durch zwei Parameter gekennzeichnet: Die Energie der Bandmitte E_0 und die Bandbreite $6B$. Für einige ausgezeichnete Werte dieser Parameter wurde dann der Beitrag zum Sättigungsstrom berechnet, der von den Zuständen eines einzigen Bandes stammt. Dabei wurde einmal als Oberfläche eine [100]-Ebene und einmal eine [110]-Ebene angenommen. So ergaben sich folgende Ergebnisse für verschiedene Lagen der Bänder[3]).

Fall 1: $E_0 = 3B$, d. h. alle Zustände des Bandes haben positive Energie und emittieren.

$$i_{[100]} = \frac{E_R}{B}\left(\frac{a_0}{d}\right)^2 A\,T^2 e^{-\frac{w}{kT}}, \qquad (1\,a)$$

$$i_{[110]} = \frac{E_R}{B}\left(\frac{a_0}{d}\right)^2 A\,T^2 e^{-\frac{w}{kT}}. \qquad (1\,b)$$

Hierin bedeuten: T die absolute Temperatur, A die Richardsonsche Konstante

$$\left(A = \frac{4\pi e m k^2}{h^3} = 120{,}4\,\frac{\text{Amp.}}{\text{cm}^2\,\text{Grad}^2}\right),$$

w die Austrittsarbeit, die von der Lage der Fermischen Grenzenergie abhängt und die in unserer Rechnung ebenfalls Parameter ist. E_R ist die Rydberg-Energie, a_0 der Bohrsche Radius und d die Gitterkonstante.

Fall 2: $E_0 = 0$, d. h. das Band hat zur Hälfte Zustände positiver und zur Hälfte negativer Energie.

$$i_{[100]} = A\,T^2 e^{-\frac{1}{kT}\left(w + \frac{2\pi^2}{9}C\right)}, \qquad (2\,a)$$

$$i_{[110]} = A\,T^2 e^{-\frac{w}{kT}}, \qquad (2\,b)$$

worin $C = \frac{E_R}{2}\left(\frac{a_0}{d}\right)^2$ bedeutet.

Fall 3: $E_0 = B - \varepsilon$ mit $\varepsilon \ll \frac{B}{2} - C$, d. h. etwa $^2/_3$ der Zustände haben positive Energie.

$$i_{[100]} = \left(1 - \frac{2C}{B}\right) A\,T^2 e^{-\frac{1}{kT}\left(w + \frac{2\varepsilon}{B}\right)}, \qquad (3\,a)$$

$$i_{[110]} = A\,T^2 e^{-\frac{w}{kT}}. \qquad (3\,b)$$

In allen diesen Fällen ergeben sich ähnliche Formeln, wie das Richardsonsche Gesetz, das für das Modell der freien Elektronen folgt. Je nach der Lage der Bänder kann aber folgendes eintreten:

[3]) Die angegebenen 3 Fälle sind einfach zu berechnende Grenzfälle.

Fall 1: Der Sättigungsstrom (abgekürzt S.St.) ist für die beiden Oberflächenorientierungen gleich groß. Die Mengenkonstante ist aber nicht universell gleich A, wie bei freien Elektronen, sondern hat einen von Bandbreite und Gitterkonstante abhängigen Wert (1a) und (1b).

Fall 2. Der S.St. ist für die beiden Oberflächenorientierungen verschieden. Zwar ist die Mengenkonstante in beiden Fällen gleich A, wie bei freien Elektronen, doch ist die Austrittsarbeit bei der [100]-Fläche um $\frac{9}{2\pi^2} C$ größer (2a) und (2b).

Fall 3. Der S.St. ist für beide Oberflächenorientierungen verschieden. Sowohl Mengenkonstante als auch Austrittsarbeit sind verschieden. Die [100]-Fläche hat dabei die größere Austrittsarbeit (3a) und (3b).

3. Verwickelteres Termschema

Im allgemeinen liegen nun an der für die Emission wesentlichen Stelle des Termschemas ($E \approx 0$) mehrere Bänder. Dann wird der S.St. als Summe von Formeln der obigen Art gegeben. Nur wenn die Exponentialfaktoren gleich groß sind, läßt sich der ganze S.St. auch als Richardsonsches T^2-Gesetz darstellen. Die Mengenkonstante ist gleich der Summe der Mengenkonstanten für die einzelnen Bänder. Nimmt man zur Abschätzung Bandbreiten von 20 bis 30 Volt, einer durchaus zu erwartenden Größenordnung, an und als Gitterkonstante etwa 3,5 ÅE. wie es bei vielen Gittern vorkommt, so erhält man je nach Anzahl und Breite der Bänder Werte für die Mengenkonstante, die teils unterhalb 120 Amp. liegen und teils 120 auch überschreiten können. Das erste ist bei wenigen breiten Bändern, das zweite bei vielen schmalen Bändern der Fall. Auf diese Art sind die Messungen, die nur selten den für freie Elektronen geforderten Wert 120 ergaben, sondern teils weniger und teils mehr feststellten, ohne weiteres verständlich. Den Wert 120 zu finden, würde nur ein Zufall sein.

Liegen die Verhältnisse so, daß entweder der Beitrag eines einzigen Bandes zum S.St. überwiegt, oder daß wieder mehrere Bänder gleiche Exponentialfaktoren ergeben, und sind diese für die beiden Oberflächenorientierungen verschieden, so würde man auch am ganzen S.St. für die beiden Orientierungen verschiedene Austrittsarbeiten erhalten. Mit den vorher erwähnten Zahlen für $6B$ und d würden Unterschiede in der Größe einiger Zehntel Volt vorkommen können. Diese genügen bereits, um die Kontraste der Strukturbilder zu erklären.

Im allgemeinen können die Verhältnisse aber auch noch komplizierter sein, nämlich wenn sich der S.St. als Summe von verschiedenen Richardsonschen Ausdrücken für die einzelnen Bänder darstellt. Dann wird es höchstens in kleinen Temperaturbereichen möglich sein, Richardson-Geraden zu erhalten.

Ebenso verwickelt verhält sich der S.St. auch, wenn man zum Polykristall übergeht. Dann ist über alle Orientierungen zu summieren, und man wird nur ausnahmsweise als Summe wieder ein einfaches Richardsonsches Gesetz erhalten. Auch hier wird man eine Mengenkonstante von 120 nur ausnahmsweise erwarten können.

Zusammenfassung

Die Kristallstruktur zeigt bei der Glühemission zwei Einflüsse: 1. Veränderung der Oberflächendurchlässigkeit. 2. Zahl der Zustände im Energiespektrum.

(Eingegangen am 12. November 1937)

Über Bänder bei Elektronenbeugung

Von H. Boersch, Berlin-Reinickendorf

(Aus dem Forschungs-Institut der AEG)

Mit 4 Abbildungen auf Tafel XI

Inhalt: 1. Einleitung. 2. Versuche. 3. Diskussion: a) Bänder, b) Kreise. 4. Zusammenfassung.

1. Einleitung

Ein Elektronenstrahl, der auf einen Einkristall trifft, wird zerstreut. Infolge der Beugung der Elektronenwellen am Kristallgitter treten Maxima der Reflexion auf. Diesen Interferenzmaxima des Primärstrahls ist ein Untergrund unterlagert. Kikuchi und Mitarbeiter[1]) stellten fest, daß der Untergrund eine Struktur besitzt, daß er von Paaren dunkler und heller Linien durchzogen ist, die parallel zueinander laufen und symmetrisch zu der Spur der erzeugenden Netzebene liegen. Der Abstand der Linien ist durch das Braggsche Gesetz gegeben. Diese Linien stellen das vollständige Reflexsystem des Kristalles dar. Sie sind in ihrer Lage fest mit dem Kristallgitter verbunden und unabhängig von der Lage des Primärstrahles zum Kristall. Zu ihrer Entstehung sind daher unelastische Streuvorgänge notwendig, die die Phasenbeziehungen zwischen dem einfallenden Primärstrahl und der Streustrahlung zerstören. Von den gleichen Autoren wurde außerdem festgestellt, daß unter Umständen der Untergrund zwischen derartigen Paaren von Linien in seiner Intensität gegen die Umgebung abgehoben ist, so daß der Eindruck von Bändern entsteht, die auf der Schnittkurve der Netzebene des Kristalles mit dem Film verlaufen. Derartige Linien und Bänder wurden auch von

[1]) Vgl. z. B. den zusammenfassenden Bericht von S. Kikuchi, Phys. Zeitschr. **31** (1930), 784.

Kossel und Mitarbeitern[2]) bei der Röntgenfluoreszenzstreuung von Einkristallen aufgefunden.

Während die Entstehung der Linien durch Kikuchi unter Annahme einer allgemeinen unelastischen Streuung und nachfolgenden elastischen Streuvorgängen plausibel gemacht und durch v. Laue[3]) auf Grund einer dynamischen Theorie genauer geklärt werden konnte, steht eine befriedigende Erklärung für das Zustandekommen der Kikuchibänder bis heute noch aus.

2. Versuche

a) Reflexion: Die Kikuchilinien und Bänder wurden sowohl bei Durchstrahlung dünner Einkristalle (Abb. 3 u. 4, Tafel XI) als auch bei der Reflexion an der Oberfläche von massiven Einkristallen (Abb. 1 u. 2, Tafel XI) beobachtet. Bei der Streuung an CaF_2 (Abb. 1, Tafel XI) fiel der Elektronenstrahl von 20 kV Geschwindigkeit unter einem Winkel von etwa 5^0 auf die Spaltfläche (111) des Kristalles. Die Bänder erstrecken sich, wie beispielsweise Abb. 2, Tafel XI zeigt, bis zu den größten Ablenkwinkeln (in diesem Falle 162^0). Diese Aufnahme entstand bei streifendem Einfall des Elektronenstrahls auf die Oberfläche eines Eiseneinkristalles. Der Film war in diesem einen Fall als Zylinder ausgebildet (daher die Krümmung der Bänder), der Elektronenstrahl lief senkrecht zur Zylinderachse und traf den Kristall auf der Achse. Infolge des kurzen Abstandes Kristall–Film ist die Auflösung gering und die Begrenzung der Bänder undeutlich. Diese Bänder wurden bei der Streuung an allen untersuchten Materialien (NaCl, KCl, PbS, $CaCO_3$, CaF_2, Quarz, Glimmer, Diamant, Cu, Fe usw.) beobachtet.

Es zeigte sich, daß das Auftreten der Bänder weitgehend unabhängig vom Einfallswinkel[4]) ist, daß dagegen der Zustand der Oberfläche, die Vollkommenheit der Gitterstruktur, ausschlaggebend die Güte der Aufnahmen beeinflußt. Die besten Resultate ergaben Spaltflächen; bei sehr harten Mineralien waren indessen auch mit polierten Oberflächen gute Aufnahmen zu erzielen; bei Kupfer und Eisen wurden einigermaßen einwandfreie Oberflächen durch Abätzen erhalten.

Aus den Aufnahmen geht hervor, daß die vorläufigen Angaben über die Begrenzung der Bänder nicht vollständig waren. Es treten nämlich auch Bänder auf [wie z. B. $(\bar{2}\bar{2}0)$ in Abb. 1, Tafel XI], die aus Symmetriegründen nicht von Kikuchilinien begrenzt sind, sondern nur von einem dunkeln Saum. Die Begleitlinien höherer Ordnung haben in diesem Fall eine Hell–Dunkelstruktur[5]). Aber auch wenn Kikuchilinien vorhanden sind, macht sich vielfach noch ein dunkler Saum bemerkbar (Abb. 1 u. 2, Tafel XI). Die Erklärung für die Entstehung derartiger Linien, die nach den einfachen Vorstellungen von Kikuchi nicht auftreten dürfen, gibt die dynamische Theorie von v. Laue. In allen Fällen entspricht die Breite der Bänder dem Braggschen Gesetz.

Auf sämtlichen Aufnahmen, in Reflexion und Durchstrahlung, liegt die helle Kikuchilinie immer dem primären Strahl entfernter als die dunkle. Dies ergibt sich auch aus der Erklärung von Kikuchi unter Annahme einer allgemeinen unelastischen Streuung, deren Winkelverteilung ein Maximum in Richtung des Primärstrahles besitzt.

Interessant an der Aufnahme (Abb. 1, Tafel XI), aber in der Reproduktion nicht erkennbar, ist noch die Umwandlung der dunklen Kikuchilinie des Bandes (224) in eine helle beim Durchgang durch das Band $(\bar{2}20)$.

b) Durchstrahlung: Als Objekt dienten dünnste Glimmerfolien, die frei auf Blenden (2 mm Durchmesser) aufgespannt waren. Bei geringen Dicken wirft sich der Glimmer leicht und deshalb mußte bei diesen Versuchen mit Elektronenstrahlen von möglichst geringem Durchmesser ($^1/_{100}$ mm) gearbeitet werden, um einen einheitlichen, ungestörten Bezirk des Einkristalls durchstrahlen zu können.

Bei den dünnsten Folien (grau durchsichtig, etwa 10^3 ÅE Dicke) treten die Kreuzgitterinterferenzen des Primärstrahles stark hervor. Die Raumgitterwirkung macht sich nur durch die Verstärkung einzelner Kreuzgitterinterferenzen (Abb. 3, Tafel XI) bemerkbar. Der Untergrund ist neben den elastischen Reflexionen des Primärstrahles wegen der geringen Dicke des Kristalls nur von geringer Intensität, aber auch bei diesen Dicken sind Bänder vorhanden, wenn die durchstrahlten Bezirke des Glimmerkristalls einheitlich und ungestört waren.

Bei dickeren Folien gehen die Kreuzgitterinterferenzen infolge der stärkeren Raumgitterwirkung in ihrer Intensität immer mehr zurück und der Untergrund tritt stärker hervor. Es werden mehr Bänder beobachtet, deren Begrenzung infolge der stärkeren Raumgitterwirkung schärfer ist. Kikuchi und Nakagawa[6]) fanden, daß Bänder, die durch den Primärfleck laufen, in unmittelbarer Nähe des Primärflecks dunkler sind als die Umgebung.

[2]) Vgl. z. B. W. Kossel, V. Loeck u. H. Voges, Zeitschr. f. Physik **94** (1935), 139; W. Kossel u. H. Voges, Ann. d. Phys. (5) **23** (1935), 677; G. Borrmann, Ann. d. Phys. (5) **27** (1936), 669.

[3]) M. v. Laue, Ann. d. Phys. (5) **23** (1935), 705; **25** (1936), 569.

[4]) Mit wachsendem Einfallswinkel nimmt die allgemeine Schwärzung stark zu. Bänder konnten indessen bis zu 40^0 Einfallswinkel bei PbS beobachtet werden. Das Optimum liegt bei Einfallswinkeln von 5—10^0. Bei kleineren Einfallswinkeln treten außerdem wegen der größeren Sekundäremission seltener Aufladungserscheinungen ein.

[5]) Wahrscheinlich besteht hier eine Beziehung zu den Hell-Dunkellinien von Kossel (a. a. O.).

[6]) S. Kikuchi u. G. Nakagawa, Scient. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo **21** (1933), 256.

Bei noch dickeren Folien (5—8·10³ ÅE) verschwinden auch die Raumgitterinterferenzen und der Primärstrahl in dem diffusen Untergrund. In dem untersuchten Winkelbereich (Abb. 4, Tafel XI) sind in diesem Untergrund nur noch Bänder zu erkennen, die dunkler sind als ihre Umgebung[7]). Diese Bänder sind auch jetzt noch von scharfen Kikuchilinien begrenzt. Dagegen haben Bänder, die durch das Maximum des diffusen Untergrundes laufen, helle Ränder.

Es ist nun zu entscheiden, ob die Entstehung der dunklen Bänder nur mit der geänderten Winkelverteilung der allgemeinen Streuung in Zusammenhang zu bringen ist oder ob sie außerdem noch daran gebunden ist, daß die Quelle dieser diffusen Streuung im Kristall selbst liegt.

Zu diesem Zweck wurde die gleiche dünne Glimmerfolie, die bei Durchstrahlung mit einem Primärstrahl helle Bänder (Abb. 3, Tafel XI) ergab, mit einem diffusen Elektronenbündel durchleuchtet. Die Anordnung war dabei so getroffen, daß auf die Glimmerfolie eine dünne ZnO-Schicht aufsublimiert wurde. Der fein ausgeblendete Elektronenstrahl durchsetzte zuerst diese Schicht, wurde darin diffus gemacht und durchstrahlte dann anschließend als diffuses Bündel mit dem notwendig geringen Durchmesser den Glimmerkristall. Die Aufnahmen innerhalb des diffusen Bündels, also innerhalb der primären Strahlung, zeigten jetzt dunkle Bänder.

Daraus geht hervor, daß die Bildung der dunklen Bänder unabhängig davon ist, ob die Quelle der für diesen Vorgang primären diffusen Strahlung innerhalb oder außerhalb des Kristalles liegt.

3. Diskussion

a) Bänder: Es gibt also zweierlei Streuvorgänge, die an der Ausbildung der Bänder beteiligt sind und zueinander in reziprokem Verhältnis stehen: 1. Streuvorgänge, bei denen bevorzugt in die Bänder gestreut wird; 2. Streuvorgänge, bei denen bevorzugt aus den Bändern herausgestreut wird. Bei der Durchstrahlung dicker Glimmerfolien wird der Primärstrahl durch unelastische Streuung in ein diffuses Bündel übergeführt, das nunmehr für die interessierenden Streuprozesse als primäre Strahlung zu betrachten ist. Die Winkelverteilung der allgemeinen unelastischen Streuung wird durch die Dicke der Folie bestimmt (Einfach- und Vielfachstreuung). Von der Winkelverteilung dieser jetzt als primäres Bündel wirkenden Strahlung und von dem Beobachtungsbereich, also von den Nachlieferungsmöglichkeiten durch Streuprozesse, hängt es ab, welcher von beiden Streuvorgängen im Endeffekt wirksamer ist, ob es zur Bildung dunkler oder heller Bänder kommt.

[7]) Vgl. auch F. Kirchner, Ergebn. d. exakt. Naturwiss. **11** (1932), 74.

Bei Reflexion an Oberflächen (streifender Einfall des Primärstrahls) liegen die Verhältnisse dagegen anders. Die unelastischen Streuvorgänge, die den Phasenzusammenhang mit dem Primärstrahl verwischen, finden hierbei in unmittelbarer Nähe der Oberfläche statt, so daß die zur Oberfläche gestreuten Elektronen im wesentlichen aus dem Kristall austreten, ohne daß sich neue Streuvorgänge einschalten. Infolge der günstigen Nachlieferungsbedingungen aus dem Inneren des Kristalls überwiegen Streuvorgänge der ersten Art. Dementsprechend wurden bisher auch nur helle Bänder bei Reflexion beobachtet[8]), die im übrigen wesentlich stärker gegen den Untergrund abgehoben zu sein scheinen als bei Durchstrahlung von dünnen Folien. Ihre Begrenzung ist entsprechend der geringen Tiefe, in der die unelastischen Streuprozesse erfolgen, verhältnismäßig unscharf (vgl. z. B. in Abb. 1, Tafel XI die niedrig indizierten Bänder).

Den Beobachtungen, daß bei diffuser Einstrahlung dunkle Bänder entstehen, und daß die Breite der Bänder durch das Braggsche Gesetz beschrieben werden kann, wobei sich Struktur- und Atomfaktoren in gleicher Weise wie bei den normalen Interferenzerscheinungen auswirken, entspricht ein geometrisch optischer Erklärungsversuch von Lichtenberg[9]) und Schwarz nicht. Die Verfasser versuchen das Auftreten der hellen Bänder als Schattenwirkung von Atomreihen und Netzebenen bei diffuser Einstrahlung zu erklären. Mit den angeführten Beobachtungen ist wohl nur eine wellenoptische Erklärung vereinbar.

Emslie[10]) deutete eine Erklärung an, nach der die Bänder durch Streuung und Impulsübertragung der Elektronen an Wärmewellen mit Phasenebenen parallel zu den Netzebenen entstehen. Es ergibt sich hiernach, daß die Ränder eines Bandes eine Unstetigkeitsstelle in der Reflexion[11]) bedeuten. Durch Wahl geeigneter Streukörper (z. B. Diamant, wegen seiner hohen Debyeschen Temperatur) und Temperaturveränderung haben wir deshalb versucht, die Anregungsbedingungen für die Wärmeschwingungen möglichst extrem zu gestalten. Im Gegensatz zu den Ergebnissen von Beeching[12])

[8]) Auch bei Bestrahlung mit einem diffusen Bündel wurden in Übereinstimmung hiermit nur helle Bänder beobachtet. Das diffuse Bündel wurde ähnlich wie bei dem Durchstrahlungsverfahren durch Durchstrahlung einer Fremdschicht (Kondensation von Hg-Dampf) auf der Oberfläche des Kristalls (Diamant) erzeugt. Mit wachsender Schichtdicke wurde die allgemeine Streuung stärker und die Bänder verschwanden allmählich im Untergrund.

[9]) A. Lichtenberg u. K. Schwarz, Die Naturwiss. **24** (1936), 172; R. Schwarz, Österreichische Chemiker-Zeitung **24** (1936), 195.

[10]) A. G. Emslie, Phys. Rev. **45** (1934), 43.

[11]) Die Bandgrenzen sind selbstverständlich auch eine Unstetigkeitsgrenze der Reflexion für sämtliche unelastisch, unter verschiedenen Geschwindigkeitsverlusten, gestreuten Elektronen.

[12]) R. Beeching, Phil. Mag. **20** (1934), 851.

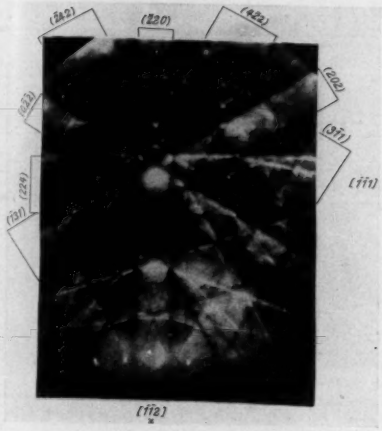


Abb. 1. Reflexion an Flußspat

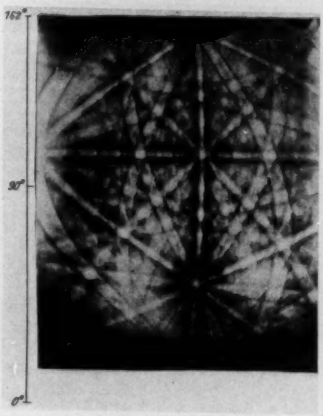


Abb. 2. Reflexion an Eisen (Zylinderfilm)

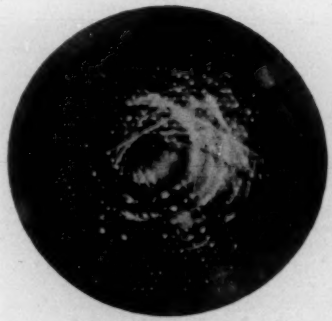


Abb. 3
Durchstrahlung eines dünnen Glimmerkristalls

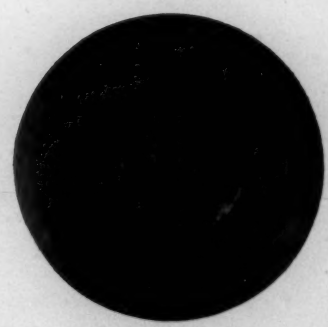


Abb. 4
Durchstrahlung eines dicken Glimmerkristalls

Streuung von Elektronen an Einkristallen

wurden auch bei Streuung an natürlichen und polierten Flächen von Diamant Bänder aufgefunden. Kühlung auf niedrige Temperatur (— 180°C) von Diamant und Erhitzung von CaF_2 auf Rotglut (etwa 800°C) riefen ebenfalls keine merklichen Änderungen im Auftreten der normalen Bänder hervor. Hieraus kann vorläufig nur geschlossen werden, daß es auf dem beschriebenen Wege nicht gelingt, die Anregungsbedingungen für die Wärmeschwingungen genügend zu variieren, um eine experimentelle Entscheidung für oder gegen Emslies Erklärungsversuch zu erhalten.

Nach v. Laue wird man von einer besseren Näherung seiner dynamischen Theorie, unter Einbeziehung der Wirkung der Begrenzung des Kristalls die Erklärung für die Entstehung der Bänder erwarten können.

b) Kreise: Neben den Kikuchilinien, die sich auf dem Planfilm in erster Näherung als Gerade abzeichnen, treten auch Kurvenformen mit stärkerer Krümmung auf, die man in gleichfalls erster Näherung als Parabeln und Kreise[13]) bezeichnen kann. Bei Reflexion wurden in vielen Fällen sowohl helle als auch dunkle Parabeln beobachtet. Sie schienen immer nur aus einigen Kikuchilinien zusammengesetzt zu sein.

Außer den Parabeln zeigen die Aufnahmen, wie schon erwähnt, auch Kreise. Die Achsen ihrer Kegel liegen parallel zu niedrig indizierten Achsen des Kristallgitters. Diese Kreise wurden auch bei den angegebenen Substanzen verschiedentlich beobachtet. Bei CaF_2 (Abb. 1, Tafel XI) trat außer dem zu erwartenden Kreis mit einer Achse $[\bar{1}\bar{1}2]$ parallel zu der Spaltfläche (111) auch ein Kreis mit einer gegen die Spaltfläche geneigten Achse $[\bar{1}\bar{1}1]$ auf. Besonders bemerkenswert an diesem Kreis ist der Wechsel seiner Intensität. Bei großem Streuwinkel erscheint der Kreis heller, bei kleinerem dunkler als der Untergrund. Im Übergangsbereich liegt eine „Helldunkel"-Struktur vor.

Nach Shinohara ist rein formal zunächst auch hier eine Beschreibung der Kreise als Enveloppen von Kikuchilinien möglich, deren Indizes alle bis auf einen, der konstant bleibt, variierbar sind. Der nicht variierbare Index kennzeichnet eine Achse des Kristallgitters, die parallel der Achse des Kreiskegels liegt. Emslie faßt die Kreise als Beugungserscheinung einer Welle auf, die parallel der Kreisachse läuft und an der dazu parallelen Punktreihe des Kristalls gebeugt wird. Beide Erklärungen führen zu den gleichen geometrischen Resultaten.

Allerdings steht das Verhalten des Kreises um die Achse $[\bar{1}\bar{1}1]$, dessen Schwärzung sich in der angegebenen Weise ändert, im Widerspruch mit der Erklärung Emslies, der konstante Helligkeit auf dem gesamten Kreise fordern müßte, und im Einklang mit dem Erklärungsversuch von Shinohara. Gegen dessen Annahmen spricht aber in diesem Falle der Umstand, daß die Kikuchilinien, die den Kreis erzeugen sollen, kaum erkennbar sind. Ihre Intensität ist also verglichen mit der des Kreises sehr gering. Bei anderen Kreisen sind diese Intensitäten dagegen von gleicher Größenordnung.

Während die geometrische Lage dieser Kreise von der Einfallsrichtung des Primärstrahls unabhängig ist, wurde bei Durchstrahlung und Reflexion noch eine andere Art von Kreisen beobachtet, die eine derartige Unabhängigkeit nicht aufweisen.

Es ist bekannt, daß bei Durchstrahlung sehr dünner Kristalle die Raumgitterinterferenzen auf breiten Kreisringen liegen (vgl. z. B. Abb. 3, Tafel XI). Diese Kreisringe sind nach den Untersuchungen von W. L. Bragg, Kirchner und Raether[14]) Schnittkurven der Ewaldschen Ausbreitungskugel des Primärstrahles mit dem reziproken Gitter. Diese Schnittkurve ist, wie sich schon aus kinematischen Betrachtungen ergibt, um so breiter, je geringer die Dicke des Einkristalls ist. Die Aufnahmen zeigen bei genauer Betrachtung, daß die Kikuchilinien, die zu diesen verstärkten Raumgitterinterferenzen gehören und senkrecht zu der Verbindungslinie Primärfleck/Interferenzfleck liegen, ebenfalls in diesem Bereich verstärkt sind. Dies gilt u. U. auch für Kikuchilinien, die nicht zu verstärkten Interferenzpunkten des Primärstrahles gehören. Hierdurch wird die Schnittkurve der Ausbreitungskugel mit einer Netzebene des reziproken Gitters erkennbar. Bei dickeren Glimmerkristallen wird die Zahl der Interferenzpunkte wegen der stärkeren Raumgitterwirkung geringer, ebenso die Ausdehnung einzelner Kikuchilinien. Die Schnittkurve der Ewaldschen Ausbreitungskugel mit der betreffenden Netzebene des reziproken Gitters wird schmaler und erweckt den Eindruck eines scharfen Kreises[15]) [16]). Derartige Kreise sind also auf die Wirkung der Begrenzung des Gitters zurückzuführen.

Diese Erscheinung scheint zu einer Erklärung über die Entstehung der Bänder verwendbar. Man kann sich z. B. vorstellen, daß die Ränder eines Bandes rein geometrisch dadurch entstehen, daß die Ewaldsche Ausbreitungskugel um zwei Gitterpunkte des reziproken Gitters rotiert[17]). Die Ränder des Bandes werden dabei durch die beiden Vektoren von dem Mittelpunkt der Ausbreitungskugel

[13]) A. G. Emslie, Phys. Rev. **45** (1934), 43; K. Shinohara, Phys. Rev. **47** (1935), 730.

[14]) W. L. Bragg u. F. Kirchner, Nature **127** (1931), 738; F. Kirchner u. H. Raether, Phys. Zeitschr. **33** (1932), 510; H. Raether, Zeitschr. f. Phys. **78** (1932), 528.

[15]) Vgl. z. B. S. Kikuchi, Jap. Journ. Phys. **1928**, 583, oder auch E. Fues, Handb. d. Exp.-Phys., Erg.-Bd. II, S. 73.

[16]) Auch die Kreise bei K. Shinohara (a. a. O.), die bei der Durchstrahlung von Glimmer auftreten, sind wenigstens teilweise auf derartige Interferenzeffekte des Primärstrahles zurückzuführen, da auch bei seiner Aufnahme die Interferenzflecke des Primärstrahls auf den Kreisen liegen.

[17]) Diese Rotation bedeutet, daß infolge der unelastischen Streuprozesse sämtliche Richtungen als Primärstrahlen auftreten können.

zu den beiden Gitterpunkten markiert. Dann schneidet die Ausbreitungskugel dauernd diejenigen Netzebenen des reziproken Gitters, in denen die beiden Gitterpunkte liegen, in einer Weise, die in Verbindung mit obiger Beobachtung auf besondere Anregungsbedingungen in dem Winkelbereich der Ausbreitungskugel schließen läßt, der sich zwischen den beiden ausgezeichneten Interferenzstrahlen befindet und der also das Band bildet. Hierbei wird sich nicht nur die Wirkung der Begrenzung des Gitters durch seine geometrischen Grenzen, sondern auch durch neue unelastische Streuvorgänge bemerkbar machen. Ob diese Andeutungen etwas wesentliches zu einer Erklärung der Entstehung der Bänder beitragen können, muß einer genaueren Untersuchung vorbehalten bleiben.

4. Zusammenfassung

Bei der Streuung von schnellen Elektronen an Einkristallen treten außer den bekannten Laue-Punkten und Kikuchilinien auch die sogenannten Kikuchibänder auf. Eine befriedigende Erklärung für das Zustandekommen dieser Bänder liegt bisher nicht vor. Je nach den Versuchsbedingungen beobachtet man helle oder dunkle Bänder. Daraus wird auf zweierlei Streuvorgänge, die zueinander in reziprokem Verhältnis stehen, geschlossen. Sie werden unter dem Gesichtspunkt einer allgemeinen Streuung, die eine nicht kugelsymmetrische Winkelverteilung besitzt, auf die Entstehung der hellen und dunklen Bänder hin diskutiert.

Bei der Durchstrahlung dünner Glimmereinkristalle treten Kreise auf, deren geometrische Lage durch den Schnitt der Ewaldschen Ausbreitungskugel des Primärstrahles mit einer Netzebene des reziproken Gitters bestimmt ist. Es wird darauf hingewiesen, daß diese Erscheinung u. U. von Bedeutung für die Erklärung der Entstehung der Bänder ist.

(Eingegangen am 22. Oktober 1937)

Magnetische Untersuchungen der metallischen Lösungen von Natrium in Ammoniak

Von E. Huster und E. Vogt, Marburg a. d. Lahn

Inhalt: Problemstellung. — 1. Ergebnisse der Messungen. — 2. Folgerungen über den Zustand des gelösten Natriums. — Zusammenfassung.

Problemstellung

Die Alkali- und Erdalkalimetalle sind in flüssigem Ammoniak bis zu sehr hohen Konzentrationen ohne Zersetzung des Lösungsmittels löslich[1]). Z. B. benötigt 1 Grammatom Na zu seiner Lösung nur 5,5 Mole NH_3. Lösungen hoher Konzentration haben durchweg metallische Eigenschaften: sie sind metallisch glänzend, von der Farbe des Kupfers oder der Bronze; sie haben metallische Leitfähigkeit. Verdünnte Lösungen leiten elektrolytisch; ihre Farbe ist je nach Konzentration hellblau bis undurchsichtig schwarzblau. Diese Lösungen zeigen also einen kontinuierlichen Übergang vom metallischen zum nichtmetallischen Zustand; man hat hier die Möglichkeit, ein Metall beliebig durch ein Nichtmetall zu verdünnen, und es ist zu erwarten, daß Untersuchungen dieser Systeme Einblick gewähren können in die Natur des metallischen Zustandes.

Bei tieferen Temperaturen ist in einigen Fällen diese Kontinuität allerdings durch eine Mischungslücke unterbrochen, so bei Na-Lösungen unterhalb -42^0C, derart, daß bei -78^0, dem Schmelzpunkt des NH_3, nur noch sehr verdünnte und sehr konzentrierte Lösungen existieren; die bronzefarbene metallische Lösung schwimmt dann auf der blauen.

In der vorliegenden Arbeit wird das magnetische Verhalten der Natriumlösungen in Abhängigkeit von Konzentration und Temperatur untersucht. Erwartet wurde dabei folgendes:

Bei den metallischen Lösungen hoher Konzentration sollte man den temperaturunabhängigen schwachen Paramagnetismus des entarteten Elektronengases finden, den wir kurz „entarteten Paramagnetismus" nennen wollen.

Mit zunehmender Verdünnung aber sollten die Na-Atome mehr und mehr frei voneinander werden und sich schließlich wie im Gaszustand gegenseitig nicht mehr merklich beeinflussen. Diese Lösungen sollten den „normalen", mit steigender Temperatur nach dem Curie-Weißschen Gesetz:

$$\chi(T) = \frac{C}{T - \Theta}$$

abnehmenden Paramagnetismus zeigen. Sein Betrag sollte im Grenzfall einem Bohrschen Magneton pro Atom entsprechen, wie es dem Na-Atom zukommt, bei dem nur der Spin des Valenzelektrons das magnetische Atommoment bestimmt. Der Betrag der Suszeptibilität wäre dann bei Zimmertemperatur etwa 100mal so groß wie der des entarteten Elektronenparamagnetismus.

Ein kontinuierlicher Übergang vom entarteten zum normalen Paramagnetismus, oder anders ausgedrückt von der Fermistatistik zur Maxwell-Boltzmannstatistik sollte also in einer magnetischen Untersuchung der Na–NH_3-Lösungen dem Experiment zugänglich sein[2]).

[1]) Eingehende Untersuchungen insbesondere über das elektrische Verhalten dieser Systeme verdankt man C. A. Kraus und seinen Mitarbeitern; zusammenfassende Berichte: C. A. Kraus, Journ. Frankl. Inst. **212** (1931), 537, oder W. C. Johnson u. E. E. Meyer, Chem. Rev. **8** (1931), 273.

[2]) Während des Ganges der Untersuchung erschien eine Mitteilung von Freed u. Thode [Nature **134** (1934), 774] über eine Arbeit gleichen Zieles. Es wurden drei Meßwerte mitgeteilt, die qualitativ mit unseren Befunden übereinstimmen.

1. Ergebnisse der Messungen

Die Suszeptibilität der Lösungen wurde nach der Zylindermethode an einer Mikrowaage im Feld eines Du Bois-Magneten gemessen. Die an Luft schnell zersetzlichen Lösungen wurden im Vakuum hergestellt und in zylindrische Meßröhrchen umgefüllt. Nach der Messung wurde die Na-Konzentration analytisch bestimmt. Außer dem magnetischen Gewichtseffekt mußten die Dichten der Lösungen in dem untersuchten Temperaturbereich zwischen -35^0 und -75^0C gemessen werden[3]).

Die Messungen ergaben — kurz zusammengefaßt — folgendes: Die konzentrierten metallischen Lösungen sind zwar wie das reine Ammoniak noch immer diamagnetisch, ihre Suszeptibilität ist aber durch den entarteten Paramagnetismus der Metallelektronen gegenüber NH_3 stark herabgesetzt. Mit zunehmender Verdünnung wurde nun — entgegen der ursprünglichen Erwartung — bei keiner Konzentration eine stärker paramagnetische Suszeptibilität der Lösung gefunden, die Suszeptibilität nähert sich vielmehr ohne ein Maximum zu durchlaufen dem Wert des Ammoniaks. Betrachtet man jedoch den Magnetismus des gelösten Metalls, bezieht man also die Differenz der Suszeptibilitäten zwischen Lösung und Lösungsmittel auf 1 Grammatom Natrium, so zeigt sich bei den äußersten noch einwandfrei meßbaren Verdünnungen der erwartete Effekt: Die Atomsuszeptibilität des gelösten Na steigt im Bereich der Verdünnungen von etwa 200 bis $6 \cdot 10^4$ NH_3/Na etwa auf das 60fache und erreicht damit innerhalb der bei diesen äußersten Verdünnungen freilich beträchtlichen Fehlergrenze (von vielleicht $\pm$ 25 v. H.) den Wert für ein Bohrsches Magneton. Der geschilderte Verlauf gilt für -35^0C; bei -75^0C ist der Suszeptibilitätsanstieg etwa zur 6fachen Verdünnung verschoben. Besonders überraschend war, daß die Lösungen mittlerer Konzentration (etwa 100 NH_3/Na) bei dieser tieferen Temperatur stärkeren Diamagnetismus zeigen als das reine NH_3; für das gelöste Na berechnet sich hier $\chi_{Na} = -28 \cdot 10^{-6}$ gegenüber $\chi_{NH_3} = -16{,}4 \cdot 10^{-6}$.

2. Zustand des gelösten Natriums

Diese in verschiedener Hinsicht unerwarteten magnetischen Befunde führen zu folgenden Aussagen über den Zustand des im Ammoniak gelösten Natriums:

a) Das Fehlen eines paramagnetischen Anteils der Suszeptibilität von dem Betrag, den der normale Paramagnetismus der Na-Atome haben müßte, von hoher Konzentration herab bis zur Verdünnung von etwa 300 NH_3/Na schließt das Vorhandensein von freien nicht ionisierten Na-Atomen in merklicher Menge über diesen ganzen Konzentrationsbereich aus. Wären sie vorhanden, so müßten sie einen ähnlichen Paramagnetismus besitzen wie z. B. die O_2-Molekeln in flüssigem Sauerstoff oder in den flüssigen Sauerstoff–Stickstoffgemischen.

b) Erst bei etwa $3 \cdot 10^4$ NH_3/Na ist der normale Paramagnetismus voll ausgebildet, aus dem man auf das Vorhandensein von Na-Atomen schließen könnte. Jedoch erscheint es schwer verständlich, wieso gerade erst bei so großen Verdünnungen die gegenseitige Bindung der Na-Atome verschwinden soll. Einleuchtender erscheint daher eine andere Deutung:

Stellt man sich vor, daß das entartete Gas der freien Leitungselektronen, das man in den konzentrierten metallischen Lösungen annehmen kann, beim Übergang zu den verdünnten Lösungen lediglich verdünnt wird ohne seine freie Beweglichkeit zu verlieren, so gibt die Theorie eine ganz bestimmte Größenordnung der Verdünnung an, bei der die Entartung aufhört und der Übergang von der Fermi- zur Maxwell-Boltzmannstatistik erfolgt. Das sogenannte Entartungskriterium ist gegeben durch die Größe:

$$A = \frac{n\,h^3}{2\,(2\,\pi\,m\,k\,T)^{3/2}},$$

worin n die Zahl der Teilchen pro Kubikzentimeter, m ihre Masse bedeutet. Die Fermische Verteilungsfunktion

$$f(x\,..\,p_x\,..) = \frac{2}{h^3}\,\frac{1}{A^{-1}\,e^{\varepsilon/kT} + 1}$$

geht nämlich für $A \ll 1$ über in die Maxwellverteilung. Der Übergang von Entartung zur Nichtentartung erfolgt also in der Gegend von $A = 1$. Setzt man nun in den Ausdruck für A die Elektronenmasse ein, so ergibt sich für:

$$\left.\begin{matrix}-35^0\text{C} \\ -75^0\text{C}\end{matrix}\right\} A = 1, \text{ wenn } \begin{cases} n = 1{,}8 \cdot 10^{19}, \text{ d. i. bei } 1{,}4 \cdot 10^3\,NH_3/\text{Na} \\ n = 1{,}4 \cdot 10^{19}, \text{ d. i. bei } 1{,}9 \cdot 10^3\,NH_3/\text{Na}. \end{cases}$$

Es errechnet sich also gerade das Verdünnungsgebiet, in dem wir auch experimentell den Übergang vom entarteten zum normalen Paramagnetismus gefunden haben.

Wenn wir in dieser Übereinstimmung nicht nur ein Spiel des Zufalls sehen wollen, so müssen wir schließen: Bis hinab zu den äußersten Verdünnungen verhalten sich die Valenzelektronen des gelösten Natriums einem Magnetfeld gegenüber wie freie Elektronen[4]); es ist hier tatsächlich ein Übergang vom entarteten zum nichtentarteten Elektronengas durch bloße Verdünnung der Messung zugänglich geworden.

[3]) Die ausführliche Beschreibung der Versuche erfolgt in der Dissertation von E. Huster.

[4]) Für ein Elektronengas sollte freilich die Suszeptibilität durch den von der Bahnbewegung herrührenden Diamagnetismus um $^1/_3$ des paramagnetischen Anteils vermindert sein [vgl. F. Bloch, Handb. d. Radiol. **6** (2. Aufl.) II, S. 399ff.]; auch dieser Wert dürfte noch mit unseren Messungen verträglich sein.

Steht diese Deutung mit den anderen Eigenschaften der Lösung im Einklang, insbesondere mit ihrem elektrischen Verhalten? Die eingehenden Untersuchungen von Kraus und seinen Mitarbeitern erwiesen zwar elektrolytische Leitung der verdünnten Lösungen; aber die Träger der Leitung sind das Na^+-Ion und das Elektron, das als Anion mehr oder weniger NH_3 mit überführt. Daraus, daß bei $1{,}3 \cdot 10^4$ NH_3/Na das Anion eine 7fach größere Beweglichkeit als das Kation besitzt, ergibt sich wohl unmittelbar, daß die Elektronen zu einem beträchtlichen Teil frei wandern, oder daß die im allgemeinen an NH_3-Dipole angelagerten Elektronen im elektrischen Feld sehr leicht von NH_3- zu NH_3-Molekel übergehen können und in diesem Sinne „frei" sind. — Auch wird man aus der räumlichen Pyramidengestalt des NH_3-Dipols vielleicht folgern können, daß die Bindung des konzentrierten negativen Pols an die Na^+-Ionen weit stärker ist als die Bindung zwischen der auf die Ebene der 3 H-Atome verteilten positiven Ladung und den Elektronen. Danach könnte man auch sagen: Die Solvatationsenergie des gelösten Natriums befindet sich in der Hauptsache in dem solvatisierten Na^+-Ionen. In diesem Sinn kann man verstehen, daß sich die Elektronen magnetisch annähernd frei verhalten.

c) Das Entartungskriterium sagt aus, daß das Übergangsgebiet mit sinkender Temperatur zu kleinerer Teilchenkonzentration wandert, wobei $n/T^{3/2}$ konstant bleibt. Für den Übergang von -35^0 zu -75^0C würde daraus eine Verschiebung des Übergangs vom entarteten zum normalen Paramagnetismus zur 1,4fachen Verdünnung folgen. Experimentell wurde jedoch eine größere Verschiebung gefunden: Bis zur 6fachen Verdünnung! Das gibt einen deutlichen Hinweis darauf, daß das magnetische Verhalten noch durch andere Vorgänge mitbestimmt sein muß, als bisher in Betracht gezogen wurden.

Das gleiche folgt aus dem besonders unerwarteten und zunächst schwer verständlichen Befund, daß das gelöste Natrium sich in der tieferen Temperatur bei mittleren Konzentrationen diamagnetisch verhält, und zwar stärker diamagnetisch als das Ammoniak.

Hierfür scheint uns nur eine Deutung möglich zu sein: bei der tieferen Temperatur besteht das gelöste Natrium zu beträchtlichen Teilen aus Na_2-Molekeln, in denen die Valenzelektronen der beiden Atome ihre Spins abgesättigt haben. Da auch im Na-Dampf bei mehreren 100^0 Na_2-Konzentrationen von einigen Prozent festgestellt wurden[5]), ist die Molekelbildung in der Lösung wohl keineswegs unwahrscheinlich. Theoretisch kann man den Diamagnetismus der Na_2-Molekel mit einiger Sicherheit auf etwa $100-150 \cdot 10^{-6}$ abschätzen, womit der experimentelle Befund qualitativ durchaus seine Erklärung finden kann.

Den Zustand des Natriums in den Ammoniaklösungen kann man danach in Richtung fortschreitender Verdünnung durch folgendes Schema beschreiben:

$$[Na; NH_3]\ \text{Metall} \longrightarrow Na_2 \longrightarrow (2\,Na) \longrightarrow 2\,Na^+ + 2e^-$$

(nicht merklich vorhanden!)

Temperaturerhöhung drängt aus dieser Reihe auch die Na_2-Molekeln stark zurück.

Zusammenfassung

Die metallisch glänzenden oder tiefblauen Lösungen der Alkalimetalle im flüssigen Ammoniak ermöglichen es, durch bloße Verdünnung in homogener Phase von metallischer zu elektrolytischer Leitung überzugehen. Magnetisch entspricht dem ein Übergang von dem schwachen Paramagnetismus des entarteten Elektronengases in konzentrierter Lösung zu einem stärkeren „normalen" Paramagnetismus des sehr verdünnten Natriums, der bei der größten noch meßbaren Verdünnung etwa den Betrag für ein Bohrsches Magneton pro Atom erreicht. Zur Deutung wird vorgeschlagen, die Lösungen geringen Na-Gehalts als „verdünntes Metall" aufzufassen, für dessen nichtentartetes Elektronengas das gefundene Verhalten zu erwarten ist. Bei mittleren Konzentrationen weist der gefundene Diamagnetismus auf die Anwesenheit von Na_2-Molekeln hin.

(Eingegangen am 23. Oktober 1937)

[5]) L. C. Lewis, Zeitschr. f. Phys. **69** (1931), 786.

Der Einfluß magnetischer Felder auf die innere Reibung von Gasen

Von Hermann Senftleben und Heinz Gladisch, Münster i. W.

(Mitteilungen aus dem Physikalischen Institut der Universität Münster i. W.)

Mit 2 Abbildungen im Text

Inhalt: Nachweis der Einwirkung magnetischer Felder auf die innere Reibung paramagnetischer Gase. Quantitative Untersuchung dieses Effektes.

Über die Einwirkung magnetischer Felder auf die Stoßprozesse in Gasen sind in den letzten Jahren eine Reihe von Untersuchungen ausgeführt worden. Es handelt sich einerseits um die Arbeiten über die Abnahme des Wärmeleitvermögens, andererseits um Arbeiten über die Abnahme der inneren Reibung paramagnetischer Gase.

Während die Verhältnisse bei der Wärmeleitung in experimenteller Hinsicht einigermaßen

geklärt und sichergestellt sind[1]), ist dies bei der inneren Reibung nicht der Fall. Nachdem zunächst der Beweis für den Einfluß von Magnetfeldern auf die Wärmeleitung erbracht war, lag es nahe, auch nach einer Beeinflussung der inneren Reibung zu suchen, denn diese beiden Größen stehen ja nach der kinetischen Gastheorie in leicht übersichtlicher Beziehung zueinander. Auf Grund dieser Überlegungen sind von Engelhardt und Sack[2]), sowie von Trautz und Fröschel[3]) Untersuchungen in dieser Hinsicht unternommen worden. Tatsächlich wurde von allen Autoren eine Beeinflussung der inneren Reibung gefunden, die quantitativen Ergebnisse gingen allerdings weitgehend auseinander. Während Engelhardt und Sack ursprünglich einen Druckeinfluß, analog dem bei der Wärmeleitung gefundenen, feststellten, kam Sack[4]) in seinen späteren Arbeiten zu dem Ergebnis, daß der ganze Effekt druckunabhängig ist. Dazu steht im Gegensatz, daß Trautz und Fröschel eine deutliche Druckabhängigkeit feststellten. Es schien uns nun wichtig diese Differenzen zu klären, denn es besteht hier vielleicht die Möglichkeit, dem bisher immer noch ungeklärten Einfluß eines Magnetfeldes auf die Stoßprozesse in Gasen näher zu kommen. Da der zu erwartende Effekt außerordentlich klein ist (Max. 0,5 v. H.), mußte eine neue Methode ausgearbeitet werden, um ihn einer genauen Messung zugänglich zu machen.

Auf die Einzelheiten der Apparatur wird an anderer Stelle ausführlich eingegangen werden, hier sei nur kurz darauf hingewiesen, daß es sich um eine Methode handelt, bei der ein Differenzprinzip, sowohl für die strömenden Gasmengen wie auch für die auf elektrischem Wege erfolgende Druckmessung, angewandt wird. Es war dadurch möglich, die relative Änderung der inneren Reibung bis auf 5—6 v. H. genau zu messen.

Was nun die Ergebnisse betrifft, so sei zunächst vorweggenommen, daß wir einen deutlichen Einfluß des Druckes feststellen konnten. Am übersichtlichsten lassen sich die Einzelheiten aus Abb. 1 entnehmen. Hier sind als Abszisse die Feldstärke und als Ordinate der Effekt, unter dem hier die Größe

$$\varepsilon = -\frac{\eta\ (\text{mit Feld}) - \eta\ (\text{ohne Feld})}{\eta\ (\text{ohne Feld})} = -\frac{\Delta\eta}{\eta}$$

verstanden ist, aufgetragen. Der Parameter der Kurvenschar ist der Druck, so daß also jede Kurve einem Druck bei verschiedenen Feldstärken entspricht. Die Kurven steigen zunächst stark, dann allmählich schwächer werdend an und scheinen einem Sättigungswert zuzustreben. Dieser selbst konnte nicht erreicht werden, da das zur Verfügung stehende Magnetfeld nicht ausreichte[5]). In dieser Hinsicht stimmen die Resultate mit den anderen Autoren, welche ebenfalls eine Sättigung mit der Feldstärke feststellten, überein. Der Einfluß des Druckes geht in dem Sinn, daß mit zunehmendem Druck der Effekt kleiner wird. Er

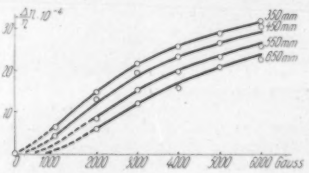


Abb. 1. Feldabhängigkeit der inneren Reibung

zeigt in dieser Hinsicht völlige Analogie zu dem Verhalten des Wärmeleitvermögens in Magnetfeldern[6]).

Aus den Wärmeleitungskurven läßt sich ohne Schwierigkeit das H/p-Gesetz ablesen, d. h. die Tatsache, daß die Variablen H und p nicht einzeln den Effekt bestimmen, sondern daß der Quotient H/p als Argument auftritt. Es liegt nahe, dieselbe Gesetzmäßigkeit bei der inneren Reibung zu suchen. Wie man in Abb. 1 feststellen kann, ist diese auch hier innerhalb der Fehlergrenzen erfüllt. Damit ist also das vollkommene Parallelgehen der Effekte nachgewiesen.

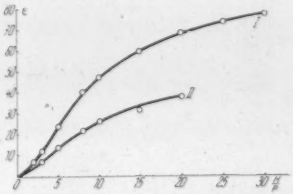


Abb. 2. Wärmeleitung (I) und innere Reibung (II) als Funktion des Quotienten von Feldstärke und Druck

Besonders deutlich ist die Abhängigkeit der beiden Effekte von dem gleichen Argument aus Abb. 2 zu entnehmen, wo in Kurve I die relative Änderung des Wärmeleitungskoeffizienten und in

[1]) H. Senftleben u. J. Pietzner, Ann. d. Phys. (5) **16** (1933), 907.

[2]) H. Engelhardt u. H. Sack, Phys. Zeitschr. **33** (1932), 724.

[3]) M. Trautz u. E. Fröschel, Phys. Zeitschr. **33** (1932), 947; Ann. d. Phys. **22** (1935), 223.

[4]) H. Sack, Leipziger Vorträge 1933, 25; Helvetica Physica Acta **7** (1935), 639.

[5]) Bei kleinen Drucken, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll, ist die Sättigung erreicht worden. Vgl. ausführliche Veröffentlichung.

[6]) Vgl. H. Senftleben u. J. Pietzner, Ann. d. Phys. (5) **27** (1936), 117.

Kurve *II* die relative Änderung des Reibungskoeffizienten in Abhängigkeit von H/p aufgetragen ist. Zu bemerken ist, daß jetzt natürlich jedem Ordinatenwert eine große Reihe von Werten der Variablen H und p entsprechen, denn gerade darin liegt ja die Gültigkeit des H/p-Gesetzes enthalten. Die beiden Kurven verlaufen ganz analog. Bemerkenswert ist folgende Tatsache: Bildet man für ein H/p das Verhältnis der Ordinaten, so zeigt sich, daß der sich ergebende Quotient für alle Werte von H/p der gleiche ist. Das Verhältnis des Wärmeleitungseffektes zu dem des Reibungseffektes $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \Big/ \frac{\Delta\eta}{\eta}$ ist also, als Funktion von H/p betrachtet, eine Konstante. Der Wert derselben ist $1{,}8 \pm 3$ v. H.

Aus der Tatsache, daß die beiden Effekte denselben Gesetzmäßigkeiten gehorchen, folgt im Sinn der klassischen Theorie, daß man sie auf eine Änderung des Wirkungsquerschnitts der Gasmoleküle zurückführen kann, oder mit anderen Worten, auf eine Änderung der freien Weglänge. Da die Effekte einander proportional, aber nicht gleich sind, ist zu erwarten, daß außer der Änderung des Wirkungsquerschnittes auch eine Änderung der übrigen, das Wärmeleitvermögen bestimmenden Größen im Magnetfeld zu erwarten ist. Versuche in dieser Hinsicht sind bereits im Gange.

Die vorliegenden Ergebnisse sind sämtlich an Sauerstoff erhalten worden. Untersuchungen sind auch mit Stickoxyd, dem zweiten noch in Frage kommenden paramagnetischen Gas, durchgeführt worden und zeigen dort ähnliche Ergebnisse. Auf die Diskussion derselben kann erst eingegangen werden, wenn Wärmeleitungsuntersuchungen an NO, welche z. Z. ausgeführt werden, abgeschlossen sind.

(Eingegangen am 11. Oktober 1937)

Ausbau der Ultrarotphotographie

Von M. Czerny und P. Mollet[1]), Berlin

Mit 5 Abbildungen im Text

Inhalt: Es wird berichtet über den Ausbau der Evaporographie zu einer Methode der Ultrarotphotographie. Bisher liegen brauchbare Resultate bis etwa 10 μ vor.

Bekanntlich hat F. W. Herschel (1800) das ultrarote Spektrum dadurch entdeckt, daß er die Kugel eines Thermometers in spektral zerlegtes Sonnenlicht hielt und beobachtete, daß noch über das rote Ende des sichtbaren Spektrums hinaus eine Erwärmung eintrat. Dieses Thermometer ist der Urahn aller thermischen Empfänger. Die Weiterentwicklung ist im wesentlichen gekennzeichnet durch das Streben nach vermehrter Empfindlichkeit unter möglichster Verminderung der Einstellzeit. Wir wissen heute, daß diese Entwicklung durch das Erreichen der Grenze der thermodynamischen Schwankungserscheinungen zu einem gewissen Abschluß gekommen ist und daß zwischen Empfindlichkeit und Einstellgeschwindigkeit solche Verknüpfungen bestehen, daß ein Fortschritt nach der einen Richtung nur durch einen Verzicht in der andern Richtung erkauft werden kann. Das gilt auch für alle Registriermethoden mit thermischen Empfängern.

Herschel soll aber noch einen andern Versuch zum Nachweis ultraroter Strahlung gemacht haben. Er entwarf ein reelles Sonnenbild auf einem Stück Filtrierpapier, das mit Alkohol getränkt war. Nach kurzer Zeit erhielt er ein Bild der Sonne durch das Wegdampfen des Alkohols an der bestrahlten Stelle. Das stellt den Uranfang der Methode dar, über deren Ausbau ich im folgenden kurz berichten möchte. Um einen Namen für die Methode zu haben, bei der die Absorption eines Energiestromes durch das Wegdampfen einer Substanz kenntlich gemacht wird, wollen wir sie als Evaporographie bezeichnen.

Wie bekannt, hat man versucht, die gewöhnliche photographische Platte für das Ultrarot zu sensibilisieren. Die Erfolge sind im kurzwelligsten Ultrarot sehr schön; denn ganz allgemein ist der photographische Prozeß jedem thermischen Empfangsprozeß überlegen, weil dabei das einzelne Lichtquant mit seiner vollen Energie zur Wirkung kommt, während bei den thermischen Empfängern die Energie des Quants als Körperwärme in eine schlecht ausnutzbare Energieform umgewandelt wird. Leider ist aber bisher nur knapp eine Oktave des ultraroten Spektrums der Photographie zugänglich, während das ganze Ultrarot etwa 9 Oktaven umfaßt. Und man sieht auch die prinzipiellen Grenzen des Verfahrens. Bei Zimmertemperatur gibt es keine Quanten der schwarzen Strahlung, die dem sichtbaren Spektrum angehören, doch steigt ihre Zahl rapid an, wenn man ins Ultrarot vordringt. Sie bringen die Platte zum Schleiern. Die am weitesten ins Ultrarot sensibilisierten Platten des Handels müssen schon auf Eis aufbewahrt werden, um diesen schleierbildenden Einfluß herabzusetzen. Von einer solchen Begrenzung des Wellenlängenbereiches ist die Evaporographie frei.

Um den Ausbau der evaporographischen Methode in den vergangenen Jahren[2]) darzustellen, knüpfen wir an den Versuch von Herschel an:

[1]) Aspirant du Fonds National de la Recherche scientifique de Belgique.

[2]) M. Czerny, Zeitschr. f. Phys. **53** (1929), 1; H. Willenberg, Zeitschr. f. Phys. **74** (1932), 663; G. Mönch u. H. Willenberg, Zeitschr. f. Phys. **77** (1932), 170.

Der Alkohol verdunstet von dem Filtrierpapier, auch wenn keine Strahlung auffällt. Diesen Mißstand kann man im wesentlichen beseitigen, wenn man das Papier in einen Raum bringt, der bereits mit Alkoholdampf gesättigt ist. Ferner ist es naheliegend, die Luft abzupumpen, denn sie verzögert nur das Wegdampfen von der wärmeren zur kälteren Stelle. Es hat sich sogar als zweckmäßig erwiesen, Flüssigkeiten mit so geringem Sättigungsdruck zu wählen, daß bei dem betreffenden Druck die freie Weglänge der Dampfmoleküle in die Größenordnung des Millimeters kommt. Wir verwandten in letzter Zeit Paraffinölsorten, die durch fraktionierte Vakuumdestillation aus technischem Paraffinöl hergestellt wurden. Der Sättigungsdruck liegt in der Größenordnung des $^1/_{100}$ mm Hg. Bis zu diesem Druck muß also das Gefäß ausgepumpt werden.

Ferner ist bei dem Filtrierpapier der Helligkeitsumschlag zwischen feuchtem und trockenem Papier ein gar zu grobes Nachweisverfahren. Wir haben daher statt dessen Zelluloidmembranen von etwas weniger als 0,1 μ Dicke genommen. Bei dieser Dicke zeigen die Schichten im reflektierten Licht gerade keine eigentlichen Interferenzfarben mehr, sondern nur ein neutrales Grau. Dampft man aber auf eine solche Membran etwas Paraffinöl auf, etwa einige Zehntel Mikron dick, so sieht man im reflektierten Licht leuchtende Interferenzfarben, die bei einem geschickten Aufbau der Apparatur über größere Flächen gleichmäßig sind. Erwärmt man nun durch Bestrahlung eine Stelle der Membran, so dampft von dieser Stelle etwas Paraffinöl weg und die Interferenzfarbe ändert sich an der betreffenden Stelle. Da hierzu schon Schichtdickenänderungen der Größenordnung 0,01 μ genügen, erhält man eine beachtliche Empfindlichkeit. Diese extrem dünnen Paraffinölschichten sind fast nicht mehr als flüssig anzusprechen und besitzen daher eine gute Zeichenschärfe.

Natürlich absorbieren solche Membranen die ultrarote Strahlung nicht genügend. Man muß sie daher auf der anderen Seite, wo kein Paraffinöl ist, mit einem geeigneten Absorber versehen. Wismutschwarz hat sich dafür als geeignet erwiesen. Man erhält es, wenn man nach der Vorschrift von Pfund[3]) Bi bei einem Druck von etwa $^1/_4$ mm Hg verdampft. Für Wellen, die länger als einige Mikron sind, wird leider das Absorptionsvermögen zu gering. Die einzigen Substanzen, die in Schichtdicken vom Bruchteil eines Mikrons im ganzen langwelligeren Ultrarot gleichmäßig absorbieren, sind die gut leitenden Metalle, allerdings nur bei einem gewissen Schichtdickenintervall. Ist die Metallschicht zu dick, so reflektiert sie praktisch alle Strahlung, und es gelangt daher fast nichts zur Absorption; sind sie zu dünn, so haben sie zu große Durchlässigkeit. Dazwischen gibt es ein Dickenintervall, in dem die Metalle 40 bis 50 v. H. der auffallenden Strahlung absorbieren[4]). Mit solchen Schichten aus Aluminium haben wir Versuche mit brauchbarem Resultat angestellt.

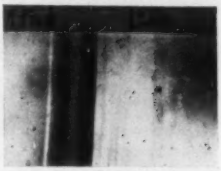


Abb. 1. Absorptionsspektrum von flüssigem Benzol

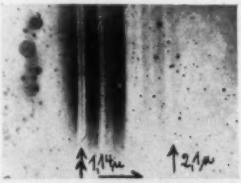


Abb. 2. Absorptionsspektrum von flüssigem Toluol

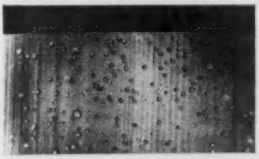


Abb. 3. Die bekannte Rotationsschwingungsbande des gasförmigen HCl

Läßt man auf eine so präparierte Membran ultrarote Strahlung fallen, etwa ein Absorptionsspektrum, so kann man auf der andern Seite der Membran die Entwicklung des Spektralbildes mit dem Auge verfolgen. Ist das gewünschte Bild erreicht, was im allgemeinen nach einigen Sekunden bis zu 2 Min. der Fall ist, so kann man die Schicht dadurch desensibilisieren, daß man etwas Luft in die Apparatur einläßt. Dann hält sich das Bild längere Zeit unverändert, bis man es ausgemessen oder mit Hilfe eines photographischen Objektivs auf einer gewöhnlichen photographischen

[3]) A. H. Pfund, Phys. Rev. **35** (1930), 1434 und Rev. Scient. Instr. **1** (1930), 397.

[4]) W. Woltersdorff, Zeitschr. f. Phys. **91** (1934), 230.

Platte festgehalten hat. Zur Vorbereitung einer neuen Aufnahme hält man eine elektrische Lampe kurze Zeit vor die Schicht. Dann dampft der letzte Paraffinölrest weg und die Membran ist für eine neue Aufnahme bereit.

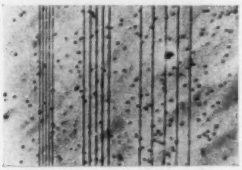
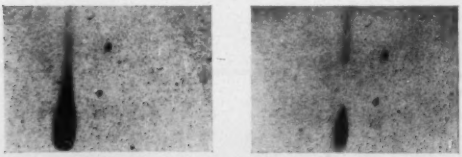


Abb. 4. Probeaufnahme für die Zeichenschärfe des Verfahrens. Linien mit 100 μ, 200 μ und 400 μ Abstand

Die Abbildungen 1 bis 5 b sind Reproduktionen von Aufnahmen, die nach dem oben geschilderten Verfahren erhalten wurden. Die Abb. 1 bis 3 zeigen Absorptionsspektra von flüssigem Benzol und Toluol und gasförmigem HCl. Die Spektren sind erzeugt mit einem Spiegelspektrometer (35 cm Brennweite, 5 cm Durchmesser) mit 60° Quarzprisma. Die Spaltbreite bei den beiden ersten Aufnahmen betrug 0,05 mm, bei der dritten Aufnahme 0,1 mm. Die Belichtungszeiten betrugen etwa 1 Min. Mit einem Steinsalzprisma sind entsprechende Aufnahmen bis etwa 10 μ erhalten worden.



a) b)

Abb. 5. Bild einer Hefner-Kerze.
a) zeigt die Strahlung der heißen Verbrennungsgase, bei b) ist deren Strahlung durch eine klare Glasplatte absorbiert

Abb. 4 soll die Zeichenschärfe des Verfahrens veranschaulichen. In eine undurchsichtige Silberschicht waren Striche mit 100 μ, 200 μ und 400 μ Abstand eingeritzt. Diese Strichzeichnungen wurden möglichst scharf auf der Membran abgebildet. Die Abbildung zeigt das Resultat in starker Vergrößerung. Man sieht, daß Striche mit 0,1 mm Abstand noch einwandfrei getrennt werden.

Abb. 5 zeigt das Bild einer Hefnerkerze, das mit Hilfe eines Hohlspiegels auf der Membran entworfen wurde. Gerlach[5]) hat darauf hingewiesen, daß bei einer Hefnerkerze nicht nur der leuchtende Teil strahlt, sondern auch die unsichtbaren, heißen Verbrennungsgase. Bei der rechten Aufnahme ist eine dünne klare Glasplatte vor die Hefnerkerze gestellt, bei der linken fehlt sie. Man erkennt, wie viel Strahlung dann hinzu kommt, die bei der rechten Aufnahme von der Glasplatte absorbiert wird. Bei der rechten Aufnahme reichte die Glasplatte nur etwa bis zur doppelten Höhe der sichtbaren Flamme. Man sieht daher im oberen Teil des Bildes noch etwas von der Emission der Gase.

Die Spektrogramme zeigen, daß das Verfahren in seinem augenblicklichen Entwicklungsstadium bezüglich Empfindlichkeit nahe an die Leistungen der gebräuchlichen thermischen Empfänger herankommt. Übertreffen tut es sie aber an Schnelligkeit. Es gibt bisher kein anderes Verfahren, das innerhalb 1 Min. ein ultrarotes Spektrum mit so vielen Einzelheiten aufzunehmen gestattet.

Ungünstiger liegt der Vergleich mit den für das Ultrarot sensibilisierten Photoplatten. Die langwelligste Agfa-Platte hat ihr Empfindlichkeitsmaximum bei 1,05 μ. Eine Strahlung, die bei der Evaporographie nach 5 Sek. ein brauchbares Bild liefert, erzeugt dies bei der Photoplatte schon nach $^1/_5$ Sek. Dazu kommt, daß die Photoplatte die Strahlung über wesentlich längere Zeiträume akkumulieren kann, als uns dies bisher bei der Evaporographie gelingt, und daß die Photoplatte sich übersensibilisieren läßt. Geht man aber zu längeren Wellen über, so nimmt die Empfindlichkeit der Photoplatte rapid ab. Jenseits von 1,3 μ kann man von einer Überlegenheit der Evaporographie sprechen.

Die vorliegenden kurzen Ausführungen sollen nur den jetzigen Stand des Verfahrens kennzeichnen. Wir hoffen, daß das Verfahren sich noch weiter ausbilden läßt. Doch dürfte es auch in seiner jetzigen Gestalt schon nützliche Dienste leisten, wenn man etwa eine qualitative organische Spektralanalyse oder ähnliches damit ausführen würde.

Zusammenfassung

Die Evaporographie ergibt eine Methode der Ultrarotphotographie, die an Empfindlichkeit den bisherigen thermischen Empfängern nahekommt, sie an Geschwindigkeit aber übertrifft. Das Verfahren ist wesentlich weiter ins Ultrarot brauchbar als die ultrarotsensibilisierten Photoplatten, ist aber unempfindlicher als die Photoplatten.

(Eingegangen am 2. Oktober 1937)

[5]) W. Gerlach, Phys. Zeitschr. **14** (1913), 577.

Bestimmung von Bindungsmomenten durch ultrarote Absorptionsmessungen

Von R. Mecke, Freiburg i. Br.

Am Beispiel des Wassers wird gezeigt, wie man durch Absorptionsmessungen im ultraroten Schwingungsspektrum bei charakteristischen Valenzschwingungen mehratomiger Moleküle zu einer experimentellen Bestimmung des Dipolmoments der betr. Valenzbindung kommt. Das Bindungsmoment des OH-Radikals ergibt sich in Übereinstimmung mit der elektrischen Dipolmessung zu $1{,}5 \cdot 10^{-18}$.

Ultrarotes Spektrum und Struktur von Silikaten und Gläsern

Von F. Matossi, Breslau

(Aus dem Physikalischen Institut der Universität Breslau)

Inhalt: 1. Struktur der Gläser und Silikate. 2. Spektrum der Silikate. 3. Spektrum der Gläser. 4. Diskussion. — Zusammenfassung.

1. Struktur der Gläser und Silikate

Über die Frage nach der Struktur der Gläser stehen sich, wenn man von Feinheiten absieht, im wesentlichen zwei Auffassungen gegenüber, die sogenannte „Netzwerkhypothese" von Zachariasen[1]) und die „Kristallithypothese" von Randall u. a.[2]).

Die Netzwerkhypothese nimmt im Glas ein einheitliches, überall in gleicher Weise zusammenhängendes, aber völlig unperiodisches Atomgitter an, wobei die Kräfte in diesem Gitter ungefähr denen in einem Kristallgitter gleich sein sollen. Nur gewisse Radikale, wie die SiO_4-Gruppe, sollen in diesem Gitter als regelmäßige Bausteine auftreten. Das Gitter der Silikatgläser sei demnach aufgebaut aus einem Gerüst von regulären SiO_4-Tetraedern, die durch gemeinsame Sauerstoffatome miteinander zu einem unregelmäßigen räumlichen Netzwerk verknüpft sind. Die übrigen Atome, die keine festen Sauerstoffpolyeder bilden, sind in dieses Gerüst ungeordnet eingelagert.

Einen ähnlichen Aufbau kennt man bei den kristallinen Silikaten, wo ebenfalls die SiO_4-Gruppe den Grundbaustein der Struktur bildet, nur sind diese Gruppen bei den Silikaten zu einem periodischen Gitter angeordnet[3]). Die Art dieser Anordnung bestimmt die einzelnen Typen von Silikatkristallen. In den Orthosilikaten z. B. sind die SiO_4-Gruppen völlig isoliert und nur durch Metallionen miteinander verbunden, sogenannte Inselstrukturen wie bei Zirkon $ZrSiO_4$; in anderen Strukturen sind die SiO_4-Gruppen mehr oder weniger durch gemeinsame Sauerstoffatome miteinander verkoppelt, so daß das Si : O-Verhältnis von 1 : 4 bei den Inselstrukturen bis zu 1 : 2 bei idealer räumlicher Verknüpfung wie etwa im Quarz (SiO_2) variieren kann. Die Metasilikate z. B. enthalten unendlich lange Ketten von SiO_4-Gruppen, derart, daß je zwei Sauerstoffatome von den vier verfügbaren einer SiO_4-Gruppe zwei Tetraedern gemeinsam sind, so daß zu einem Si also $(2 + 2/2)$ O gehören, Si : O-Verhältnis also 1 : 3.

Eine noch deutlichere Analogie zwischen Glas- und Silikatstruktur ist nach der zweiten Hypothese zu erwarten. Nach der Kristallitauffassung sind nämlich die Gläser aufgebaut aus kleinen Bezirken, die mehr oder weniger kristallähnlichen Gitteraufbau haben. Diese regelmäßig struierten Kristallite sind ihrerseits in ungeordneter Weise gegeneinander verlagert, so daß der amorphe Charakter des Glases nur im Mittel über größere Gebiete gewahrt bleibt. Die Kristallite sind natürlich nicht als scharf begrenzte Gebilde aufzufassen; in ihren Randgebieten ist der Gitteraufbau als stark gestört anzunehmen. Auf Grund röntgenographischer Untersuchungen[4]) umfassen die ungestörten oder höchstens leicht deformierten inneren Bezirke wenige Basiszellen der entsprechenden Kristallstruktur.

Im Anschluß an frühere Untersuchungen über die ultraroten Spektren der Silikate[5]) haben wir nun im Hinblick auf die eben genannte Analogie zwischen Glas- und Kristallstruktur auch die Spektren von Gläsern bearbeitet, um unter Umständen einen Beitrag zur Entscheidung zwischen den beiden erwähnten Auffassungen geben zu können.

Durch das Entgegenkommen der Firma Schott & Gen., Jena, standen uns einige 20 Schottsche Gläser von bekannter Zusammensetzung zur Verfügung (Alkali-, Barium-, Blei- und Borsilikatgläser), darunter auch zwei silikatfreie.

Als Untersuchungsmethode wählten wir, wie für die Silikate selbst, die Messung des Reflexionsvermögens im Spektralgebiet zwischen $3\,\mu$ und $26\,\mu$[6]), wobei bekanntlich die Reflexionsmaxima den Grundschwingungen der untersuchten Gitter entsprechen.

2. Spektrum der Silikate

Da die Spektren der Silikate die Grundlage der Diskussion auch für die Gläser bilden, sei zunächst

[1]) W. H. Zachariasen, Journ. Amer. chem. Soc. **54** (1932), 3841.

[2]) J. T. Randall, H. P. Rooksby u. B. S. Cooper, Zeitschr. f. Krist. **75** (1930), 196.

[3]) Vgl. E. Schiebold, Ergebn. exakt. Naturwiss. **11** u. **12** (1932—1933).

[4]) Vgl. besonders N. Valenkov u. E. Poray-Koshitz, Zeitschr. f. Krist. **95** (1936), 195.

[5]) Cl. Schaefer, F. Matossi u. K. Wirtz, Zeitschr. f. Phys. **89** (1934), 210; F. Matossi u. H. Krüger, Zeitschr. f. Phys. **99** (1936), 1.

[6]) Die Messungen bilden den wesentlichen Inhalt der Breslauer Dissertation von H. Bluschke, die an anderer Stelle ausführlich veröffentlicht werden wird.

ein Überblick über die Hauptergebnisse unserer Silikatuntersuchungen gegeben, die wir durch neue Messungen und Überlegungen ergänzt haben.

Entsprechend dem Aufbau der Silikate aus SiO_4-Gruppen sind für alle Silikate die beiden optisch aktiven Eigenfrequenzen eines regulären Tetraeders im Reflexionsspektrum zu erkennen. Die Reflexionsmaxima liegen bei etwa 10 μ und 20 μ. Typisch dafür, ob im Gitter isolierte oder irgendwie verknüpfte Tetraeder vorhanden sind, ist die Lage der kurzwelligen Bande. Sie verschiebt sich systematisch zu kürzeren Wellen, wenn man zu höherpolymeren Silikatstufen übergeht. Diese Zunahme der Frequenz mit wachsender gegenseitiger Verknüpfung schien bisher unerklärlich, da man in Analogie zu den Verhältnissen bei polymerisierten Molekülen, wie beim Wasser, den umgekehrten Gang erwartet hätte.

Mir scheint aber folgende Deutung des bei den Silikaten beobachteten Verhaltens nicht unwahrscheinlich zu sein: Es ist bekannt, daß die inneren Frequenzen eines Ions, etwa des Karbonations, nicht völlig unabhängig vom Kation sind, sondern daß die Frequenz um so geringer wird, je schwerer das Kation des betreffenden Salzes ist. Ein ganz analoger Gang der Frequenzen ist zu beobachten bei den Silikaten mit isolierten SiO_4-Gruppen. Die größte Wellenlänge findet man bei Eisen- und Zirkonsilikaten, die kleinste bei Magnesium- und Aluminiumsilikaten. Je besser nun die SiO_4-Tetraeder untereinander verknüpft sind, um so mehr kapseln sich sozusagen die SiO_4-Gruppen gegen die Einwirkung der äußeren Ionen ab, so daß die Beeinflussung der Frequenz durch das Kation allmählich verschwindet, wenn man zu Raumnetzstrukturen übergeht. Die größte Annäherung an das Verhalten eines freien SiO_4-Tetraeders und damit die höchste Frequenz wäre also tatsächlich nicht bei den Inselstrukturen, sondern bei idealer räumlicher Verknüpfung wie im Quarz zu suchen.

Die inaktiven Schwingungen sind natürlich nicht direkt als Grundschwingungen zu beobachten, sondern im allgemeinen nur aus Kombinationsschwingungen mit einer aktiven Frequenz zu bestimmen, was wegen der geringen Intensität dieser Kombinationsfrequenzen bekanntlich nur in Absorptionsspektren möglich ist. Solche Absorptionsmessungen haben wir neuerdings ausgeführt mit dem Ergebnis, daß tatsächlich Absorptionsstellen auftreten, die nur als Kombinationsfrequenz mit einer inaktiven Schwingung bei 12 μ gedeutet werden können. Deren Existenz dürfte damit sichergestellt sein. Sie entspricht der Pulsation der O-Atome gegen das zentrale Silizium. Die andere inaktive Schwingung, die theoretisch bei etwa 25 μ liegen soll, interessiert uns im folgenden nicht.

Die Pulsation wird nach unseren Erfahrungen aktiviert, ist daher als Reflexionsmaximum erkennbar, bei allen solchen Silikaten, die eine ausgesprochene ringförmige Koppelung von SiO_4-Tetraedern aufweisen, wie man es im Spektrum von Benitoit, Cordierit, Beryll, Apophyllith und Quarz tatsächlich beobachtet. Das dieser Schwingung zugeordnete Reflexionsmaximum bei 12 μ kann direkt als charakteristisches Kennzeichen für Ringstrukturen angesehen werden.

Das Spektrum der Silikate wird dadurch noch komplizierter, daß außer der SiO_4-Gruppe noch andere Polyeder als Strukturelemente auftreten können. So ist für die oktaedrische Koordination der Sauerstoffatome um Al eine Bande zwischen 14 und 18 μ charakteristisch. Ebenso können BeO_4- und BO_4Tetraeder zu Reflexionsmaximis Anlaß geben. AlO_4-Tetraeder, bei denen das Al nur als isomorpher Ersatz für Si auftritt, liefern wegen der etwa gleichen Masse von Al und Si keine neuen Maxima.

3. Spektrum der Gläser

Da auch in den Gläsern die SiO_4-Gruppe maßgebend für den Aufbau ist, überrascht es nicht, daß das Reflexionsspektrum der Gläser die beiden aktiven Eigenfrequenzen der SiO_4-Gruppe erkennen läßt. Man findet tatsächlich zwei Reflexionsmaxima bei etwa 9,5 μ und 21 μ. Die kurzwellige Bande liegt etwa an derselben Stelle, wie es für Silikate mit räumlich verknüpften Tetraedern beobachtet wurde, also bei sehr kurzen Wellen, ungefähr zwischen 9 und 9,5 μ. Dies ist nicht verwunderlich, da tatsächlich sich gerade diese Silikate leicht zu Gläsern schmelzen lassen, während das für Silikate mit Inselstrukturen nicht oder nur schwer möglich ist.

In einem siliziumfreien Glas fehlen natürlich die SiO_4-Banden und es treten neue auf, die anderen Oxyden entsprechen, worauf hier nicht näher eingegangen werden soll.

Die Analogie der Siliziumgläser zu den Silikaten ist auch insofern vorhanden, als eine Verschiebung der kurzwelligen Bande festzustellen ist, wenn der Gehalt an anderen Atomen variiert wird[7]). Je größer und je zahlreicher die eingefügten Atome sind, um so größer ist die Wellenlänge. Man sieht das einerseits am Vergleich von Barium- mit Kaliumgläsern und anderseits an einer Reihe von Bariumgläsern mit wachsendem Bariumgehalt. Der wachsende Zusatz an großen Ba-Ionen verschiebt die Lage der Bande zu größeren Wellenlängen (vgl. Tabelle).

Die Ausnahme bei dem Glas mit einem $BaO : SiO_2$-Verhältnis von 0,69 ist darauf zurückzuführen, daß dort neben Ba noch ein Zusatz von B vorhanden ist, das als leichtes kleines Ion eine Verschiebung nach kurzen Wellen bewirkt. Für die reinen Borsilikatgläser liegt die Bande dementsprechend bei noch kleineren Wellenlängen. Die Deutung der

[7]) Sie wird auch im Ramanspektrum beobachtet. Vgl. R. Langenberg, Ann. d. Phys. (5) **28** (1937), 104.

Tabelle

Lage des kurzwelligen Reflexionsmaximums

Borsilikatgläser		etwa 9,1 μ
Kaliumsilikatgläser		etwa 9,2 μ
Bariumsilikatgläser:	$BaO : SiO_2$	
	0,42	9,37 μ
	0,62	9,59 μ
	0,69	9,41 μ
	1,03	9,68 μ
	1,05	9,67 μ
	1,36	10,2 μ

Verschiebung ist nun dieselbe wie für die Silikate: Je mehr und je größere Fremdatome zugemischt werden, um so geringer ist die Möglichkeit zu einer idealen Verkettung der SiO_4-Gruppen und dem entspricht, wie bei den Silikaten, eine systematische, wenn auch geringe Vergrößerung der Wellenlänge.

Die Reflexionsmaxima der Gläser sind schwächer und verwaschener als die analogen Kristallbanden, was für beide oben erwähnten Auffassungen von der Struktur der Gläser ohne weiteres zu erwarten ist: Die ungeordnete Verkoppelung der SiO_4-Gruppen nach Zachariasen bzw. die Deformation in den Randgebieten der Kristallite führt zu einer Aufspaltung der Eigenschwingungen der Tetraeder in eine Vielzahl von Frequenzen und damit zu der beobachteten Verbreiterung.

4. Diskussion

Die bisher erwähnten Tatsachen lassen keine Entscheidung zwischen Netzwerk- und Kristallitauffassung zu, da ja beide die Existenz der SiO_4-Gruppe im Glas annehmen.

Eine Möglichkeit, mit Hilfe der ultraroten Spektren doch eine Entscheidung zu treffen, scheint aber durch folgende Überlegungen gegeben zu sein: Bei einem — abgesehen von den einzelnen regulären SiO_4-Tetraedern selbst — völlig regellosen statistischen Aufbau des Gitters kann man nicht erwarten, daß solche Eigenschwingungen auftreten, die im Spektrum der Silikate nicht der SiO_4-Gruppe selbst zugeordnet wurden, sondern die einer regelmäßigen charakteristischen Verknüpfung dieser Gruppen entsprechen oder die anderen Polyedern angehören. Hierzu gehören die „Ringbande" bei 12,5 μ, die, wie oben erwähnt ist, nur vorhanden ist bei ringförmiger Verknüpfung der SiO_4-Gruppen und die „Oktaederbande" des AlO_6-Oktaeders. Sind dagegen im Glas Teilgebiete vorhanden, in denen sich die im Kristallgitter auftretenden Strukturelemente ungestört oder nur leicht deformiert ausbilden können, dann darf man das Auftreten solcher Verknüpfungsbanden voraussagen.

Die meisten Silikatgläser entsprechen ihrer Zusammensetzung nach solchen Silikaten, die keine besonderen Merkmale der Verknüpfung besitzen, die sich im Spektrum ausweisen. Es treten daher bei diesen Gläsern keine zusätzlichen Banden auf. Anders beim Quarzglas. Tatsächlich beobachtet man in diesem eindeutig die Ringbande bei 12 μ, wie sie ebenso im kristallinen Quarz auftritt, wo sie natürlich schärfer ist. Das charakteristische Verknüpfungsmerkmal der Quarzstruktur, die Existenz eines Ringes aus SiO_4-Tetraedern, ist demnach im Glas nicht völlig unterdrückt, so daß die Kristallitauffassung mit der Analyse des ultraroten Spektrums besser verträglich zu sein scheint als die Netzwerkhypothese. Weitergehende Aussagen, etwa über die Größe der Kristallite oder den Grad der Deformation ihrer Gitter lassen sich zunächst nicht aus dem ultraroten Spektrum ablesen.

Als Beispiel für eine Oktaederstruktur haben wir Granat gewählt. Das Spektrum einer erstarrten Granatschmelze weist eine stark verwaschene Bande außerhalb der SiO_4-Maxima auf, deren Lage ungefähr derjenigen der Oktaederschwingung eines kristallisierten Granates entspricht. Bezeichnenderweise fehlt diese Bande in einem Glas, welches zwar die gleiche Bruttozusammensetzung hat wie ein Granat, aber synthetisch aus anderen Bestandteilen hergestellt wurde. Das erscheint verständlich, da in diesem Fall die Ausgangsprodukte keinen Anlaß zu einer Oktaederbildung geben. Die Wellenlängen der SiO_4-Maxima dieses Glases waren dagegen in guter Übereinstimmung mit denen von Granat, speziell die Lage des kurzwelligen Maximums bei verhältnismäßig großer Wellenlänge (etwa 10,4 μ) läßt auf Grund der Erfahrung bei den Silikatspektren die Deutung zu, daß in diesem Glas kein räumliches Netzwerk von SiO_4-Gruppen vorhanden ist.

Mit der Netzwerkhypothese könnte man unsere Beobachtungen, insbesondere die an Quarzglas, wohl nur dann in Einklang bringen, wenn die Glasgitter als Ganze nur leicht deformierte Kristallgitter wären. Es dürfte aber schwierig sein, mit dieser Annahme die grundlegenden Unterschiede zwischen Kristall- und Glaseigenschaften zu vereinen. Man kann wohl auch nicht die Tatsache heranziehen, daß selbst bei statistischer Verteilung schon durch die endliche Raumerfüllung der SiO_4-Gruppen eine gewisse Ordnung hervorgerufen wird. Diese ist nur für die allernächste Umgebung einer SiO_4-Gruppe vorhanden und genügt nicht zur Deutung der Versuchsergebnisse; nimmt man aber an, daß durch diese „Ordnung" die Struktur kristallähnlicher wird, dann bedeutet diese Auffassung im wesentlichen nur eine andere Formulierung der Kristallithypothese, bei der man ja auch nicht an undeformierte Kristalle denken darf.

Unsere Überlegungen werden ergänzt und gestützt durch die Ergebnisse der Ramananalyse[8]). Neben mehreren verwaschenen Ramanlinien bei etwa 500 cm^{-1}, 600 cm^{-1}, 800 cm^{-1} und 1000 cm^{-1}, die sich nach Langenberg zwanglos den SiO_4-Frequenzen zuordnen lassen, beobachtet man ein

[8]) Th. G. Kujumzelis, Zeitschr. f. Phys. **97** (1935), 561; **100** (1936), 221; R. Langenberg, a. a. O.

ausgedehntes Kontinuum, das bei sehr kleinen Frequenzen liegt; es reicht über das Gebiet normaler äußerer Gitterfrequenzen hinaus und ist auch in älteren Reflexionsmessungen von Rubens an Gläsern angedeutet. Es fehlt in kristallinen Silikaten und läßt sich auf Grund der Kristallitauffassung in folgender Weise deuten: An den Grenzen der Kristallite werden sehr schwache Kräfte zwischen-molekularer Art auftreten, die naturgemäß zu sehr niedrigen und — wegen der starken Störung des Gitters an den Grenzen — kontinuierlich verteilten Frequenzen führen müssen. In einem einheitlichen Netzwerk, wie es Zachariasen fordert, dürfte dagegen keine Möglichkeit zu derart niedrigen Schwingungen mit so gleichmäßiger Verteilung vorhanden sein.

Auch dies steht also mindestens nicht im Widerspruch damit, sondern spricht meines Erachtens sogar dafür, daß in amorphen Silikaten Bezirke vorhanden sein müssen, die mehr oder weniger deutlich die Struktur eines kristallisierten Silikates bewahrt haben, und die voneinander durch Stellen größerer Gitterstörung getrennt sind.

Zusammenfassung

Die ultraroten Reflexionsspektren von Gläsern sind ähnlich denen von Silikaten. Die Lage der Reflexionsmaxima ist abhängig von der Zusammensetzung des Glases. Die Beobachtungen an Quarzglas sprechen für die Auffassung, daß in den Gläsern Kristallite vorhanden sind.

(Eingegangen am 16. Oktober 1937)

Reibungsdispersion der Dielektrizitätskonstanten organischer Flüssigkeiten

Von E. Plötze, Freiburg i. Br.

Als Folge der endlichen Relaxationszeit polarer Molekeln in einem hochfrequenten elektrischen Wechselfeld wird die Reibungsdispersion der Dielektrizitätskonstanten beobachtet, d. h. bei steigender Schwingungsfrequenz der Abfall der Konstanten von ihrem statischen Wert auf das Quadrat des optischen Brechungsexponenten. Aufgabe der experimentellen Untersuchung war es, in dem Ultrakurzwellenbereich bis etwa 10 cm Wellenlänge die Sprungfrequenz der Dielektrizitätskonstanten von verdünnten Lösungen polarer organischer Substanzen in nicht polaren viskosen Lösungsmitteln in Abhängigkeit von der Konzentration und Lösungstemperatur zu messen. Auf Grund des Debyeschen Ansatzes über die Relaxationszeit läßt sich ein Beitrag liefern zum Problem der quantitativen Auswertung dieses Effektes bezüglich des wirksamen Reibungskoeffizienten und des jeweiligen wirksamen Molekeldurchmessers der polaren organischen Molekel.

Über die Beziehungen zwischen der Energiekonstanten ε und der Mengenkonstanten a in der Leitwerts-Temperaturformel bei oxydischen Halbleitern

Von Wilfried Meyer u. Hans Neldel, Berlin

Mit 4 Abbildungen im Text

Inhalt: Einleitung. Aufgabenstellung. Zusammenstellung der Messungen. Auswertung der Messungen. Erörterung der Meßergebnisse. Zusammenfassung. Schrifttum.

Einleitung

Oxydische Verbindungen können bei genauer stöchiometrischer Zusammensetzung Isolatoren oder sehr schlechte Leiter der Elektrizität sein. Man kann nach reduzierender oder oxydierender Behandlung bei vielen dieser Verbindungen einen über Zehnerpotenzen gehenden Leitwertszuwachs beobachten[1]). Die Gitterstruktur der Verbindungen bleibt bei vorsichtig geleiteter Vorbehandlung ungeändert; mit den üblichen analytischen Mitteln ist auch meist der Nachweis einer mengenmäßigen Änderung der Zusammensetzung nicht zu erbringen. Es gilt die einfache Regel[2]) [3]): Oxydische Verbindungen der höchsten bekannten Wertigkeitsstufe zeigen einen starken Leitwertszuwachs bei reduzierender Behandlung, z. B. TiO_2 [1]), WO_3 [2]), oxydische Verbindungen der niedrigsten bekannten Wertigkeitstsufe zeigen einen starken Leitwertszuwachs bei oxydierender Behandlung, z. B. Cu_2O [4]), NiO [5]). Durch diese Behandlung werden zahlenmäßig sehr geringe Abweichungen von der genauen stöchiometrischen Zusammensetzung, sogenannte stöchiometrische Unschärfen, hervorgerufen. Eine mehr oder weniger große Zahl n_0 von Elektronen je Kubikzentimeter, die vor der Behandlung durch chemische Bindungskräfte festgelegt waren, können nach der Behandlung als Leitfähigkeitselektronen wirksam werden. Der Anteil an Ionenleitfähigkeit ist von ganz untergeordneter Bedeutung.

Über einen beträchtlichen Bereich befolgen so behandelte Meßkörper die Leitwerts-Temperaturformel:

$$\sigma = a \cdot e^{\frac{-\varepsilon}{k \cdot T}}, \qquad (1)$$

σ ist die spezifische Leitfähigkeit, T die absolute Temperatur, k ist die Boltzmannkonstante; a und ε sind ebenfalls Konstanten, die aber in enger Beziehung zu dem Meßkörper stehen. Sie sind meist von Meßkörper zu Meßkörper verschieden. Die Energiekonstante ε wird als Ablösearbeit gedeutet, die Konstante a soll als Produkt neben der Ladung des Elektrons und der mittleren Beweglichkeit der Elektronen die Zahl n_0 der Leitfähigkeitselektronen enthalten. Sie wird deshalb auch als Mengenkonstante bezeichnet. Die mengenmäßige stöchiometrische Unschärfe und die Zahl der Leitwertselektronen stehen unmittelbar miteinander in Beziehung.

Aufgabenstellung

Wir haben den Temperaturgang einer großen Reihe von polykristallinen Sinterkörpern, die verschiedenen Verbindungen angehörten, nach unterschiedlicher Vorbehandlung untersucht und fanden dabei die Näherungsregel:

$$-\log \sigma_T \sim \varepsilon . \qquad (2)$$

Abb. 1 zeigt diese Beziehung. Es ist aufgetragen der in Elektronenvolt ausgedrückte Zahlenwert für ε in Abhängigkeit vom Logarithmus des auf 20°C bezogenen Leitwertes. Gemessen wurden hierzu verschiedene Widerstandskörper aus Wolframtrioxyd, Zinkoxyd, Urandioxyd, Titandioxyd,

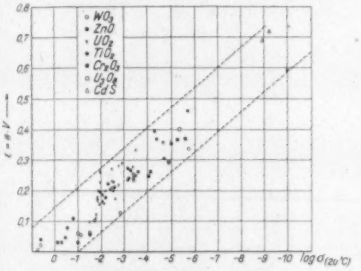


Abb. 1. Die Näherungsbeziehung zwischen ε und $\log \sigma_{20°\,C}$

Chromoxyd usw. Der Formel (2) kommt danach unbedingt eine über viele Zehnerpotenzen des Leitwertes gehende Gültigkeit zu; die aus Abb. 1 ersichtliche beträchtliche Streubreite läßt jedoch nur die Gültigkeit als Näherungsregel zu. Eine strenge Gültigkeit der Formel (2) würde nichts anderes bedeuten, als daß die Mengenkonstante a der Formel (1) einen allgemein gültigen Zahlenwert hat. Dies ist jedoch keineswegs der Fall. Wir fanden vielmehr die Andeutung, daß der Zahlenwert für a in Abhängigkeit vom Leitwert σ_T dann einen kurvenmäßig darstellbaren Gang aufweist, wenn die Vorbehandlung, die zu den unterschiedlichen Ausgangsleitwerten führt, so geleitet wird, daß eine makroskopische und mikroskopische Strukturänderung nicht eintreten kann; die Körper wurden nicht abgeschreckt[1]). Es war die Aufgabe dieser Arbeit, die zuerst am Titandioxyd gefundene Andeutung einer Beziehung zwischen σ_T und a sicherzustellen und die Stoffe Zinkoxyd, Eisen(III)-oxyd und Urandioxyd ebenfalls auf eine Beziehung zwischen a und σ_T hin zu prüfen.

Zusammenstellung der Messungen

Zur Feststellung der Konstanten a und ε mußte über einen größeren Temperaturbereich recht genau der Leitwerts-Temperaturgang festgestellt werden. Der überstrichene Temperaturbereich lag meist zwischen Raumtemperatur und 400°C, in einigen Fällen wurde auch bei merklich höheren Temperaturen gemessen. Das Ergebnis der Messungen, die Auswertung der Leitwerts-Temperaturkurven, ist in den Tab. 1—4 zusammengestellt.

Titandioxyd wurde in dem Bereich $\sigma_{20°C}$ kleiner als 10^{-12} zwischen 600°C und 1100°C jeweils in einer Umgebung von 98 v. H. Sauerstoff 2 v. H. Stickstoff, 80 v. H. Sauerstoff 20 v. H. Stickstoff oder in Luft gemessen. Die Leitwerte wurden dann aus der geradlinigen Beziehung zwischen $\log \sigma$ und $1/T$ auf Raumtemperatur extrapoliert. Zur Erzeugung größerer Leitwerte wurden die Meßkörper dann bei Temperatur inzwischen 400° C und 800°C 10—20 Std. lang in strömendem Wasserstoff reduziert, dann aber im Vakuum oder in Edelgasen zwischen Raumtemperatur und 400°C gemessen.

Zinkoxyd wurde zuerst bei 400°C im Hochvakuum bei dauernd laufender Pumpe auf einen Größtwert der Leitfähigkeit gebracht. Die Meßkörper wurden dann schrittweise zu kleineren Ausgangsleitwerten getrieben durch Tempern bei 400°C in Sauerstoff von jeweils verschiedenen und zwischen 1 und 150 mm liegendem Druck. Das Ende der Gleichgewichtseinstellung wurde durch Messung der elektrischen Leitfähigkeit verfolgt.

Die Eisen(III)-oxyd-Meßkörper wurden in Wasserstoff bei Temperaturen zwischen 100° und 200°C reduzierend behandelt, anschließend im Vakuum zwischen Raumtemperatur und 400°C gemessen.

Urandioxydkörper, die mit Leitwerten von $\sigma_{20°C} \approx 10^{-2}\ \Omega^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}$ vorlagen, wurden durch unmittelbaren Wechselstromdurchgang im Hochvakuum bei dauernd laufender Pumpe bis auf

Tabelle 1

TiO_2 (Porenraum 20—22 v. H.)

Zusammenstellung von ε, $\log a$, $\log \sigma_{(20°C)}$ und $\log \sigma_{(400°C)}$

Meßkörper	ε (e-Volt)	$\log a$	$\log \sigma_{(20°C)}$	$\log \sigma_{(400°C)}$
Stab F	1,728	+ 4,45	− 25,18*)	− 8,45*)
Stab G	1,688	+ 4,25	− 24,70*)	− 8,35*)
Stab F	1,637	+ 3,94	− 24,14*)	− 8,20*)
Stab F	1,620	+ 3,81	− 23,97*)	− 8,28*)
Stab F	1,623	+ 3,98	− 23,85*)	− 8,14*)
Stab F	1,545	+ 3,66	− 22,83*)	− 7,88*)
Stab F	1,433	+ 3,02	− 21,56*)	− 7,69*)
Stab G	0,566	+ 0,51	− 99,19*)	− 3,71
Stab A	0,426	− 0,29	− 7,60*)	− 3,47
Stab B	0,327	− 0,83	− 6,44*)	− 3,27
Stab A	0,029	− 1,21	− 1,71	− 1,43
Stab B	0,024	− 1,28	− 1,69	− 1,46
Stab A	0,034	− 0,53	− 1,11	− 0,78
Stab B	0,027	− 0,57	− 1,02	− 0,76
Stab B	0,034	+ 0,47	− 0,11	+ 0,22
Stab A	0,028	+ 0,49	+ 0,02	+ 0,29
Stab B	0,027	+ 0,50	+ 0,04	+ 0,30
Stab B	0,033	+ 0,87	+ 0,31	+ 0,63
Stab A**)	0,015	+ 2,34	+ 2,07	+ 2,22
Stab C**)	0,004	+ 2,19	+ 2,12	+ 2,16

*) Werte wurden extrapoliert.

**) Der Werkstoff hatte nicht mehr Rutil-Struktur.

Tabelle 2

ZnO (Porenraum 27 v. H.)

Zusammenstellung von ε, $\log a$, $\log \sigma_{(200\,°C)}$ und $\log \sigma_{(400\,°C)}$

Meßkörper	ε (e·Volt)	$\log a$	$\log \sigma_{(200\,°C)}$	$\log \sigma_{(400\,°C)}$
Stab Y	1,044	+ 5,24	− 12,68*)	− 2,56
Stab V	0,847	+ 3,97	− 10,56*)	− 2,36
Stab Y	0,710	+ 3,15	− 9,04*)	− 2,16
Stab Y	0,166	+ 0,81	− 2,03	− 0,42
Stab Y	0,049	+ 0,20	− 0,64	− 0,17

*) Werte wurden auf 20°C extrapoliert.

Tabelle 3

Fe_2O_3 (Porenraum 32 v. H.)

Zusammenstellung von ε, $\log a$, $\log \sigma_{(200\,°C)}$ und $\log \sigma_{(400\,°C)}$

Meßkörper	ε (e·Volt)	$\log a$	$\log \sigma_{(200\,°C)}$	$\log \sigma_{(400\,°C)}$
Stab a	1,178	+ 4,61	− 15,60*)	− 4,19
Stab c	1,129	+ 4,47	− 14,88*)	− 3,97
Stab a	0,970	+ 3,12	− 13,52*)	− 4,13
Stab c	0,440	+ 0,22	− 7,32*)	− 3,07
Stab b	0,030	+ 0,97	+ 0,46	+ 0,75
Stab a	0,014	+ 1,05	+ 0,80	+ 0,94
Stab c	0,005	+ 1,42	+ 1,33	+ 1,38

*) Werte wurden auf Raumtemperatur extrapoliert.

Tabelle 4

UO_2 (Porenraum 17 v. H.)

Zusammenstellung von ε, $\log a$, $\log \sigma_{(200\,°C)}$ und $\log \sigma_{(400\,°C)}$

Meßkörper	ε (e·Volt)	$\log a$	$\log \sigma_{(200\,°C)}$	$\log \sigma_{(400\,°C)}$
Stab Z	0,463	+ 2,75	− 5,20	− 0,71
Stab Z	0,155	+ 0,54	− 2,12	− 0,62
Stab Z	0,153	+ 0,56	− 2,07	− 0,58
Stab Z	0,153	+ 0,57	− 2,06	− 0,58

1450°C erhitzt. Durch Sauerstoffabgabe konnte damit eine Leitwertserniedrigung auf $\sigma_{200\,°C} = 6 \cdot 10^{-6}\ \Omega^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}$ erzielt werden*).

Die Leitwerte wurden aus Strom und Spannung ermittelt. Die Spannungsmessung geschah statisch mit Röhrenvoltmeter oder Einfadenelektrometer, und zwar meist an 5 Spannungssonden. Wenn die 4 Sondenabschnitte weitgehend gleiche spezifische Leitwerte und vor allem den gleichen Temperaturgang des Leitwertes aufwiesen, wurden die Messungen zur Bestimmung der Konstanten a und ε ausgewertet. Bei UO_2 gelang es nur, zwei Sondenabschnitte einander elektrisch gleich zu machen. Die jeweils erforderlichen Temperzeiten zur Erzeugung neuer Ausgangsleitwerte für die Meßreihen betrugen insbesondere am Zinkoxyd zum Teil bis zu 50 Std. Fast immer wurde die Leitwerts-Temperaturabhängigkeit hin- und rückläufig gemessen.

Auswertung der Messungen

Das erste Ergebnis der vorliegenden Arbeit ist in Abb. 2 zusammengestellt. Dargestellt ist die

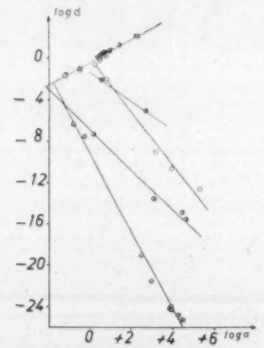


Abb. 2. Die Beziehung zwischen σ und a
⊖ TiO_2, ◑ Fe_2O_3, ⊙ UO_2, ○ ZnO (nach Meyer-Neldel)
● ZnO (nach Fritsch)

Abhängigkeit des $\log \sigma_{200\,°C}$ von $\log a$. Bei allen drei Werkstoffen sinkt zunächst mit wachsendem Leitwert der Zahlenwert für die Konstante a, geht über einen Kleinstwert und steigt dann wieder. Man hat durchaus den Eindruck, daß sich die Meßwerte um zwei gegeneinander geneigte Geraden ordnen lassen*). Bemerkenswert ist, daß bei Leitwerten $\sigma_{200\,°C} > 10^{-2}$ die an den verschiedenen Werkstoffen gefundenen Meßpunkte sich um ein und dieselbe Gerade ordnen lassen, bei Leitwerten $< 10^{-2}$ ist die Lage dieser Geraden von Werkstoff zu Werkstoff verschieden. Wir sind noch dabei nachzuprüfen, ob und wieweit die Lage dieser Geraden abhängig ist von der makroskopischen oder mikroskopischen Struktur der Versuchskörper.

*) Hierzu sei als Ergänzung bemerkt: Wird die Erhitzung mit Gleichstrom vorgenommen, so findet, offenbar durch Elektrolyse, eine beträchtliche Sauerstoffentwicklung statt. Wird für genügend schnelle Entfernung des Sauerstoffes gesorgt durch hohe Pumpgeschwindigkeit oder durch genügend große Mengen Barium als Gasfangstoff im Vakuumgefäß, so bekommt der Meßkörper, stets von der Kathodenseite sich langsam vorschiebend, hier um viele Zehnerpotenzen größere Leitwerte, und zwar $\sigma_{200\,°C} \geqq 10\ \Omega^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}$. Man kann eindeutig einen Mangel an O_2 feststellen gegenüber der Formel UO_2; die Zusammensetzung nähert sich ziemlich weit der Formel U_2O_3. Die röntgenographische Untersuchung zeigte trotz der starken stöchiometrischen Abweichungen das UO_2-Gitter. Anhaltspunkte für die Ausbildung von Metallfäden konnten noch nicht gefunden werden. Der elektrolytische Leitungsanteil des bei tieferen Temperaturen rein elektronisch leitenden UO_2 ist mindestens 0,17 v. H. Das UO_2, in idealer stöchiometrischer Zusammensetzung offenbar ein Isolator, kann, wie bisher bekannt, durch Metalloidüberschuß, aber anscheinend auch durch Metalloidmangel einen starken Leitwertszuwachs erfahren. Die Stellung des Urans in der 6. Gruppe des periodischen Systems würde ein solches Verhalten rechtfertigen; die Bildung eines dreiwertigen Oxydes ist formal durchaus möglich.

*) Die Leitwerte für $\sigma_{200\,°C}$ mußten zum Teil über einen beträchtlichen Temperaturbereich extrapoliert werden. Das Kurvenbild ändert sich aber grundsätzlich nicht, wenn $\sigma_{400\,°C}$ anstatt $\sigma_{200\,°C}$ gewählt wird. Hierzu brauchte meistens gar nicht oder nur über einen kleinen Temperaturbereich extrapoliert zu werden.

Auf Grund der gefundenen Beziehungen zwischen σ_T und a kann man zwei Leitwertsbereiche unterscheiden, $\sigma_{200\,°C} > 10^{-2}$ und $\sigma_{200\,°C} < 10^{-2}$. In beiden Bereichen scheint je eine geradlinige Beziehung zwischen a und $\sigma_{200\,°C}$ vorzuliegen; die Größe ε, Gleichung (1), ist hierbei nicht berücksichtigt. Abgesehen von den Grenzwerten der Temperatur $T = 0$ und $T = \infty$ bleiben formal für eine Beziehung zwischen ε und σ_T zwei Möglich-

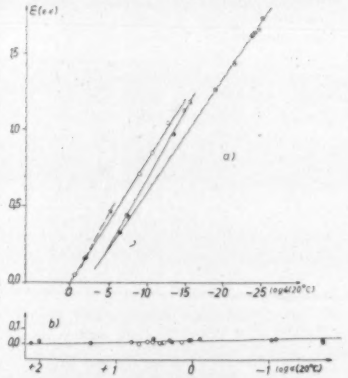


Abb. 3. Die Beziehung zwischen ε und $\log \sigma$
a) bezogen auf Meßkörper mit $\sigma_{20\,°C} < 10^{-1}$
b) bezogen auf Meßkörper mit $\sigma_{20\,°C} > 10^{-1}$
⊖ TiO_2, ◑ Fe_2O_3, ⊙ UO_2, ○ ZnO
Die Werte von ZnO in Abb. 3a nach Meyer-Neldel, in Abb. 3b nach O. Fritsch

keiten offen: Entweder es ist ε grundsätzlich konstant, oder aber ε hat eine Beziehung zu σ_T; zwangsläufig muß dann aber die Beziehung zwischen $\log \sigma_T$ und ε ebenfalls geradlinig sein. Die Auswertung der Tabellen in dieser Richtung ist in Abb. 3 wiedergegeben. Der obere Teil der Abbildung gilt für Meßkörper mit Leitwerten $\sigma_{200\,°C} \leqq 10^{-2}$. Man sieht, daß sich bei den verschiedenen Werkstoffen die ε-Werte als Funktion von $\log \sigma_{200\,°C}$ recht eindeutig um je eine Gerade ordnen lassen. Die von uns gefundene Näherungsregel, Formel (2), hat danach, bezogen auf ein und denselben Werkstoff, in einem beträchtlichen Leitwertsbereich eine strenge Gültigkeit. Der untere Teil der Abb. 3 zeigt bei gleichem Ordinaten-, aber gedehntem Abszissenmaßstab die Beziehung zwischen ε und $\log \sigma_{200\,°C}$ für Meßkörper mit einem Leitwert $\sigma_{200\,°C} \geqq 10^{-2}$, also für den Bereich, in dem mit wachsendem Leitwert auch der Zahlenwert für a wächst. Eine kleine Neigung der gezeichneten Geraden läßt sich eben noch rechtfertigen, eine beträchtliche Streuung der Meßwerte kommt bei dem gewählten Ordinatenmaßstab nicht zum Ausdruck. Die Werte für ε sind sehr klein gegen 1, sie liegen zwischen 0,01 und 0,06 e-Volt. Das besagt nun für Gleichung (1) nichts weiter, als daß der Einfluß des Exponentialgliedes auf den Leitwert verschwindend wird, in erster Näherung ist hier $\sigma = a$. Bei sehr kleinen ε-Werten müssen sich eben die den verschiedenen Meßkörpern zugehörigen Werte um ein und dieselbe Gerade ordnen lassen. Abgesehen von der experimentellen Feststellung, daß zu Meß-

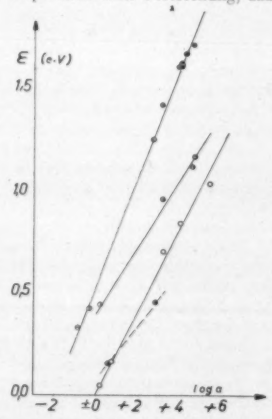


Abb. 4. Die Beziehung zwischen ε und $\log a$
⊖ TiO_2, ◑ Fe_2O_3, ⊙ UO_2, ○ ZnO (nach Meyer-Neldel)

körpern mit $\sigma_{200\,°C} \geqq 10^{-2}$ kleine ε-Werte gehören, ist der obere Kurvenast in der Beziehung zwischen σ_T und a nicht bemerkenswert.

Für die Meßkörper mit Leitwerten $\sigma_{200\,°C} \leqq 10^{-2}\ \Omega^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}$ gilt eine Geradlinigkeit der Beziehung zwischen ε und $\log a$ (Abb. 4) natürlich genau so wie zwischen ε und $\log \sigma_T$ (Abb. 3). Dies ist das wesentliche Ergebnis der Arbeit. In einer Beziehung zwischen der Energiekonstanten ε und der Mengenkonstanten a steckt nicht mehr der willkürlich auf irgendeine Temperatur bezogene Vergleichsleitwert σ_T. Wir halten es für außerordentlich bemerkenswert, daß man nunmehr in der Lage ist, eindeutige Beziehungen, jedenfalls richtungsmäßig, zwischen der sogenannten Energiekonstanten ε und der sogenannten Mengenkonstanten a aufzustellen.

Erörterung der Meßergebnisse

Der neu gefundene Zusammenhang (Abb. 4)

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon &= K_1 \cdot \log\ a + K_2 \\ \varepsilon &= K_3 \cdot \log\ \sigma_T + K_4 \end{aligned}\right\} \text{ für } \varepsilon \geqq 0{,}06\ e\cdot\mathrm{V}. \qquad \begin{matrix}(3\,a)\\(3\,b)\end{matrix}$$

ist auf Grund der älteren, im wesentlichen auf Drude-Lorenz, Rasch-Hinrichsen sowie auch Königsberger zurückgehenden Anschauungen

über die Elektrizitätsleitung im allgemeinen und die Elektrizitätsleitung von Halbleitern im besonderen nicht zu verstehen. Hiernach müßte ε konstant sein, jedenfalls bei ein und demselben Werkstoff. Die Ergebnisse der neueren theoretischen Arbeiten[6]) sind zur Deutung ebenfalls unzureichend, sie zeigen, daß unter bestimmten eingrenzenden Bedingungen mit Änderung der Leitfähigkeit eine Änderung von ε auf höchstens $\varepsilon/2$ noch verständlich gemacht werden kann. Das Ergebnis der vorliegenden Arbeit geht weit darüber hinaus, es sind mit Änderung der Leitfähigkeit auch Änderungen von ε verbunden, die zwei Zehnerpotenzen ausmachen. Es erscheint notwendig, daß bei theoretischen Überlegungen in Zukunft die Zahl der Elektronenquellen n_0 und vor allem deren mittlerer Abstand wenigstens richtungsmäßig mitberücksichtigt wird. Anscheinend ist der mittlere Abstand der Elektronenquellen und dessen Änderung mit Änderung der Leitfähigkeit, d. h. also auch mit Änderung von n_0, von maßgeblichem Einfluß auf den Zahlenwert von ε. Um theoretisch auf diesem Gebiet weiterzukommen, muß es Aufgabe der weiteren Arbeiten sein, zuverlässige Bestimmungsverfahren für n_0 durchzubilden und in Verbindung zu bringen mit zuverlässigen Leitwertsangaben, insbesondere für das Leitwertsgebiet $\sigma_{20^\circ C}$ zwischen 10^{-1} und $10^{-12}\ \Omega^{-1}\,cm^{-1}$. Die überzeugenden optischen Verfahren zur Bestimmung von n_0, die von R. W. Pohl und seinen Mitarbeitern für Halogenid-Einkristalle durchgebildet wurden, können hier leider nicht verwendet werden.

Wir haben an einigen Meßkörpern Bestimmungen von n_0 durchführen können, die jedoch Leitwerte $\sigma_{20^\circ C} > 10^{-1}$ hatten; sie lagen also in einem Leitwertsbereich, in dem Formel (3 a, b) keine strenge Gültigkeit mehr hat. Bemerkenswert ist, daß die Zahl A, die in der von Sommerfeld[7]) gegebenen Funktion der Energieverteilung für die Elektronen vorkommt und die ein Maß für die Entartung des Elektronengases ist, hier zum Teil sehr viel größer ist als 1, daß also eine Entartung des Elektronengases vorliegt. Es wurde gefunden:

Stoff	$\sigma_{20^\circ C}$	n_0	$A_{(20^\circ C)}$ der Verteilungsfunktion nach Sommerfeld	Abstand der Elektronenquellen ΔE
Fe_2O_3*)	2,9	$3{,}2 \cdot 10^{21}$	150	~ 7
TiO_2	4,47	$2{,}3 \cdot 10^{21}$	100	~ 8
TiO_2	0,79	$4{,}0 \cdot 10^{20}$	20	~ 14

*) Der Ausgangswerkstoff Fe_2O_3 war schwach paramagnetisch; unter Berücksichtigung von noch vorhandenen Spuren ferromagnetischer Beimengungen, ergibt sich eine spezifische Suszeptibilität von $25 \cdot 10^{-6}$ (extrapoliert auf $\mathfrak{H}_\infty$). Der gleiche Werkstoff, der auf eine spezifische elektrische Leitfähigkeit von $\sigma_{20^\circ C} = 2{,}9\ \Omega^{-1}\,cm^{-1}$ gebracht worden war, zeigt nun bei Raumtemperatur eine Sättigungs-Suszeptibilität $\sigma \approx 14$; mit dem Auftreten einer elektrischen Leitfähigkeit wird der Werkstoff also ziemlich stark ferromagnetisch.

Es ist noch der gefundene Zusammenhang zwischen a und σ_T zu erörtern. Die Mengenkonstante a hat die Dimension einer Leitfähigkeit. Es ist

$$a = n_0 \cdot e \cdot \bar{v}\,. \tag{4}$$

n_0 ist die Zahl der Elektronenquellen je Kubikzentimeter, von denen sich jedoch nur ein durch das Exponentialglied in Formel (1) bestimmter Teil n am Leitvorgang beteiligt, e ist die Ladung des Elektrons und $\bar{v}$ mittlere Beweglichkeit. Will man die Deutung der a-Konstanten als Mengenkonstante beibehalten und unterstellt man, daß mit wachsendem Wert für σ_T die Zahl n_0 der Leitwertselektronen stets zunimmt, so ist bei Leitwerten $\sigma_{20^\circ C} < 10^{-2}$ nach unserer Ansicht das Sinken des Zahlenwertes für die a-Konstante mit wachsendem σ_T nur dann zu verstehen, wenn die mittlere Beweglichkeit $\bar{v}$ mit wachsendem n_0 abnimmt. Erst nach Erreichen einer mittleren Grenzbeweglichkeit $\bar{v}'$ wird mit weiter wachsendem Leitwert das Ansteigen von n_0 maßgeblich und von überragendem Einfluß auf den Zahlenwert von a. Das würde dann für die Leitwerte $\sigma_{20^\circ C} > 10^{-2}$ gelten, also für den oberen Kurvenast in der Beziehung zwischen σ_T und a (Abb. 2).

Ein Beweis für diese schon früher geäußerten Ansichten[1]) über den Verlauf von $\bar{v}$ ist nicht möglich, solange Zahlenwerte für n_0 bei Meßkörpern mit Leitwerten $\sigma_{20^\circ C} < 10^{-2}$ noch nicht vorliegen. Es sind jedoch in diesem Zusammenhang mittelbare Bestimmungen von $\bar{v}$ auf Grund von Messungen der Hall-Konstanten bemerkenswert. Zu beachten ist dabei aber, daß diese Messungen bei konstantem n_0 und einem durch die Temperatur veränderten n ausgeführt wurden. Entsprechend dem Ansatz von Königsberger ist

$$n = n_0 \cdot e^{\frac{-\varepsilon}{k \cdot T}} \tag{5}$$

dabei derjenige durch das Exponentialglied bestimmte Bruchteil der Elektronenzahl, der sich am Leitvorgang bei der Temperatur T beteiligt. Die Messungen von Hartmann[8]) am Urandioxyd zeigen, daß mit wachsendem n bei konstantem n_0 die mittelbare Beweglichkeit $\bar{v}$ stark abnimmt. Vermindert Hartmann die Leitfähigkeit von $\log \sigma_{T'} = 1{,}9$ auf $\log \sigma_{T''} = 2{,}7$, so findet er eine Vergrößerung der Beweglichkeit $\bar{v}$ auf das Vierfache. In dem gleichen Leitwertsbereich läßt sich auf Grund der allerdings für UO_2 nicht ganz eindeutig festliegenden Beziehung zwischen σ_T und a entsprechend eine Zunahme von a um das 3,7fache feststellen. Die von Engelhard[10]) am Kupferoxydul gewonnenen Ergebnisse weisen in gleiche Richtung. Von beiden Forschern wurde festgestellt, daß die mittlere Beweglichkeit $\bar{v}$ einem Grenzwert $\bar{v}'$ zustrebt, wenn der Meßkörper mit steigender Temperatur eine Leitfähigkeit $\sigma_T \approx 10^{-1}$ bis $10^{-2}\ \Omega^{-1}\,cm^{-1}$ erreicht. In dem gleichen Leitwertsgebiet

liegt nach unseren Messungen der Umkehrpunkt in dem Gang zwischen σ_T und a (Abb. 2); wir halten dies für keinen Zufall. Fritsch[9]) stellt keine eindeutige Änderung der mittleren Elektronenbeweglichkeit am Zinkoxyd fest. Die Messungen von Fritsch wurden durchgeführt an Körpern mit Leitwerten $\sigma_{20°C} > 10^{-2}$, also an solchen, bei denen nach unseren Vorstellungen eine Grenzbeweglichkeit $\bar{v}'$ der Elektronen bereits erreicht ist und deren a-Werte in der Beziehung zwischen a und σ_T (Abb. 2) auf dem oberen Kurvenast liegen.

Die Beziehung zwischen a und σ_T ist danach wenigstens richtungsmäßig zu verstehen durch einen gegenläufigen Gang von $\bar{v}$ und n_0, durch ein stetiges Steigen von n_0 mit σ_T und durch Erreichen einer Grenzbeweglichkeit $\bar{v}'$ mit steigendem σ_T. Damit bei sehr kleinen Leitwerten die mittlere Beweglichkeit $\bar{v}$ nicht unvernünftig große Werte bekommt, muß man annehmen, daß die Beziehung zwischen n_0 und σ_T, die wir früher in kurvenmäßiger Darstellung brachten[11]), die Form eines spiegelbildlich liegenden S hat; es ist also bei kleinen Leitwerten ein Umbiegen der damals gegebenen Kurve nach der Abszissenachse hin zu erwarten.

Zusammenfassung

1. Zwischen a und σ_T der Leitwerts-Temperatur-Formel besteht ein kurvenmäßig darstellbarer Gang. Die Meßwerte lassen sich um zwei gegeneinander geneigte Geraden ordnen.

2. Bei Meßkörpern mit Leitwerten $\sigma_{20°C} \leqq 10^{-2}\ \Omega^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}$ besteht bei den Werkstoffen Titandioxyd, Eisen(III)-oxyd und Zinkoxyd eine geradlinige Abhängigkeit zwischen der Energiekonstanten ε und dem Logarithmus der Mengenkonstanten a.

3. Bei Meßkörpern mit Leitwerten $\sigma_{20°C} \geqq 10^{-2}\ \Omega^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}$ werden die Werte für die Energiekonstante ε sehr klein gegen 1. Ein wesentlicher Einfluß des Exponentialgliedes auf die Leitwerts-Temperatur-Abhängigkeit verschwindet. In erster Näherung wird $\sigma = a$.

4. Die Meßergebnisse werden mit den bestehenden theoretischen Anschauungen verglichen.

Schrifttum

1. Zusammenstellung des Schrifttums vgl. Wilfried Meyer, Zeitschr. f. techn. Phys. **16** (1935), 355.
2. Wilfried Meyer, Zeitschr. f. Phys. **85** (1933), 278.
3. W. Schottky u. F. Waibel, Phys. Zeitschr. **36** (1935), 912.
4. O. v. Auwers, Die Naturwiss. **19** (1931), 133; B. Gudden u. G. Mönch, Die Naturwiss. **19** (1931), 361; F. Waibel, Wiss. Veröff. Siemenskonz. **10** (1931), 65.
5. M. Le Blanc u. H. Sachse, Ber. d. math.-phys. Kl. d. sächs. Akad. d. Wiss. Leipzig **82** (1930), 1.
6. A. H. Wilson, Proc. Roy. Soc. London (A) **133** (1931), 458; **134** (1931), 277; R. H. Fowler, Proc. Roy. Soc. London (A) **140** (1933), 505.
7. A. Sommerfeld, Zeitschr. f. Phys. **47** (1928), 13.
8. W. Hartmann, Zeitschr. f. Phys. **102** (1933), 709.
9. O. Fritsch, Ann. d. Phys. (5) **22** (1935), 375.
10. E. Engelhard, Ann. d. Phys. (5) **17** (1933), 501.
11. Wie 1., insbesondere S. 359, Abb. 6.

Osram, Werk A, Versuchsabteilung.

(Eingegangen am 22. Oktober 1937)

Untersuchungen am Luftlichtbogen im schwerefreien Raum

Von Max Steenbeck, Berlin-Siemensstadt

(Mitteilung aus dem Siemens-Röhrenwerk zu Siemensstadt)

Mit 6 Abbildungen auf Tafel XII

Inhalt: Störung eines Lichtbogens durch aufsteigende Warmluft, vermieden durch Bogenuntersuchung im schwerefreien Raum — frei fallender Kasten. Stromdichte nimmt mit steigendem Strom ab. Längszug in der Bogensäule, vermutlich hervorgerufen durch elektrostatische Kräfte zwischen Plasmaionen und -elektronen.

Ein gewöhnlicher Lichtbogen in freier atmosphärischer Luft brennt nicht einfach geradlinig auf dem kürzesten Weg zwischen den Elektroden, sondern er wird durch die aufsteigende Warmluftströmung nach oben mehr oder weniger zu einem Bogen ausgelenkt. Diese Erscheinung ist so kennzeichnend, daß sie zur Benennung der ganzen Entladungsform geführt hat. Sie ist aber zur Untersuchung der Vorgänge in der Bogensäule höchst unerwünscht; denn die Warmluftströmung macht den Bogen unruhig, uneinheitlich, unsymmetrisch und unreproduzierbar (Abb. 2, Tafel XII). Man hat durch zusätzliche Beblasung des Bogens mit definierten Gasströmungen diese unangenehmen Eigenschaften gemindert oder vermieden[1]), aber die Entladungsform wird dabei noch weiter entfernt von dem „Lichtbogen an sich", wenn es einmal erlaubt ist, den im ruhenden Gas ungestört brennenden Bogen so zu nennen.

Die Ursache für das Aufsteigen der heißen Luft ist deren geringeres Gewicht; ein Warmluftstrom würde also im schwerefreien Raum gar nicht auftreten. Wir können nun zwar in einem irdischen Laboratorium die Schwere nicht ausschalten, doch können wir über ausreichende Zeiten hinweg einen Raum schaffen, der sich gerade so verhält wie ein schwerefreier Raum. Dazu braucht man nur mit dem bekannten Gedankenversuch des frei fallenden Laboratoriums Ernst zu machen, der lediglich auf der Aussage der klassischen

[1]) Z. B. W. Grotrian, Ann. d. Phys. (4) **47** (1915), 141; A. v. Engel, Zeitschr. f. techn. Phys. **10** (1929), 505; A. v. Engel u. M. Steenbeck, Wiss. Veröff. Siemenskonz. **10** (2) (1931), 155; **12** (1) (1933), 74; B. Kirschstein u. F. Koppelmann, Wiss. Veröff. Siemenskonz. **13** (3) (1934), 52; **16** (1) (1937), 51 und **16** (3) (1937), 26.

Mechanik von der Gleichheit der Schwerebeschleunigung für alle Körper beruht. Solange ein geschlossener Kasten mit vernachlässigbarer Reibung im Schwerefeld fällt, äußert sich die Schwerkraft im ganzen Kasteninnern überhaupt nicht. Subjektiv empfinden wir alle eine Minderung der Schwere beim Beginn einer Abwärtsfahrt in jedem Aufzug; würde dabei der Aufzug nicht immer noch durch das Seil gehalten, würde er viel mehr frei abwärts fallen, so wäre die Schwere während der gesamten Falldauer auch für unser Gefühl völlig ausgeschaltet, bis sie dann allerdings beim Aufprall bzw. beim Abbremsen des Fahrstuhls, zunächst sogar verstärkt, wieder einsetzte.

Wir haben nun einen Gleichstrom-Luftlichtbogen zwischen Kohleelektroden mit einem Abstand bis 3 cm bei Strömen von 1—8 Amp. in einem solchen frei fallenden Kasten untersucht, ähnlich wie es z. B. H. Lorenz[2]) bei der Untersuchung einer Kerzenflamme ausgeführt hat. Der Kasten glitt reibungsfrei zwischen zwei senkrechten Führungsschienen, zwischen denen er von Hand hochgeworfen und wieder aufgefangen wurde. Die zur Verfügung stehende Fallhöhe war $3^1/_2$ m; bei Ausnutzung der Auf- und Abwärtsbewegung, die ja beide unter vollständigem Nachgeben gegenüber der Schwerebeschleunigung erfolgen und daher beide die Schwerefreiheit des Kasteninnern bewirken, steht während maximal 1,6 Sek. ein schwerefreier Raum zur Verfügung. Der Bogen wurde während dieser Zeit oszillographiert und von einer mitfallenden Kinokamera aus aufgenommen; die Abbildungen sind Ausschnitte aus diesem Film. Gezündet wurde der Bogen durch Auseinanderschnellen der Elektroden erst nach Eintritt der Schwerefreiheit, um nicht vorher noch einen Warmluftwirbel entstehen zu lassen, der in der kurzen zur Beobachtung bleibenden Zeit nicht mehr völlig abgeklungen wäre. Beim Wiederauffangen des Kastens und damit beim — verstärkten — Wiedereinsetzen der Schwere wurde der Bogen durch den dann entstehenden warmen Aufluftstrom regelmäßig sofort ausgeblasen (Abb. 3, 4, 5, 6 unten, Tafel XII). Die hauptsächlich gemachten Beobachtungen sind folgende:

1. Die Bogenspannung im schwerefreien Raum ist sehr viel kleiner als unter sonst gleichen Bedingungen im Schwerefeld (Faktor 2 bis 3). Zu Anfang, während der Bogen zwischen den auseinanderschnellenden Elektroden noch gezogen wird, ist die Brennspannung etwas größer als später nach dem Erreichen eines Gleichgewichtes. Das ist offensichtlich auf die zum Aufbau des Bogens nötige Arbeit zurückzuführen.

2. Während im Schwerefeld in unserer Anordnung keine längeren Bogen gezogen werden konnten, ohne daß der aufsteigende Luftstrom sie ausblies, sind im schwerefreien Raum auch lange Bogen ohne Mühe stabil zu erhalten.

3. Der Durchmesser des Bogens im schwerefreien Raum nimmt mit steigendem Strom sehr stark zu; bei 7...8 Amp. ist der „Bogen" ein großer leuchtender Gasball mit Stromdichten von weniger als 1 Amp/cm² (Abb. 3, Tafel XII). Der Querschnitt ist größenordnungsmäßig größer als beim gewöhnlichen Bogen. Bei Strömen unter etwa 4 Amp. hat der Bogen auch im schwerefreien Raum eine ausgesprochen gestreckte Säulenform mit Stromdichten von etwa 1...3 Amp/cm² (Abb. 4, Tafel XII).

4. Die Bogensäule scheint einen Längszug auszuüben, der dazu führt, daß sich der Bogen auch bei anfänglichen Störungen durch das Hochschleudern oder den Zündvorgang alsbald wie ein elastisches Band auf die kürzeste Bahn zusammenzieht (Abb. 4, Tafel XII). Das könnte allerdings zunächst auch noch ein Wärmeleitungsproblem sein.

5. In einem schwachen transversalen Magnetfeld wird die Bogensäule zu einem stabil bleibenden Kreisbogenstück ausgelenkt (Abb. 5, Tafel XII). Das deutet wohl auf einen wirklichen mechanischen Längszug in der Säule, der aus dem Bogen-Krümmungsradius und dem elektrodynamischen Querdruck zu etwa 0,5 dyn für einen Bogen von 1 Amp. bestimmt werden kann. Stärkere elektrodynamische Kräfte beanspruchen die Säule über diese „Zerreißgrenze" und blasen daher den Bogen aus (Abb. 6, Tafel XII), eventuell unter sofortiger Neuzündung.

Die Ursache für diesen Längszug im Bogenplasma ist vermutlich das elektrostatische Feld zwischen den einzelnen Ionen und Elektronen, entsprechend etwa der Kohäsion von Ionenkristallen. Allerdings sollte bei vollständig gleichmäßiger, aber ungeordneter Verteilung der Ionen und Elektronen über den Raum ein Längszug nicht auftreten; im Steinsalzgitter ist die Kohäsion ja auch daran gebunden, daß sich in der Nachbarschaft eines jeden Ions zunächst anziehende, ungleichnamig geladene Ionen im Überschuß befinden[3]). Wenn wir also den Zug in der Bogensäule durch das elektrostatische Mikrofeld erklären wollen, so müssen wir eine ähnliche Art von Polarisation des Plasmas durch das Feld jedes einzelnen Ladungsträgers in dessen unmittelbarer räumlicher Umgebung annehmen, was sinngemäß nur als statistisches Mittel möglich ist. Das ist aber nichts anderes als die Anwendung eines wichtigen Gedankens der Debye-Hückelschen

[2]) H. Lorenz, Phys. Zeitschr. **35** (1934), 529.

[3]) Die im Steinsalzgitter zwischen den darin wirkenden abstoßenden Kräfte, die mit hoher Potenz des Abstandes abnehmen, brauchen bei den Plasmakonzentrationen noch nicht beachtet zu werden.

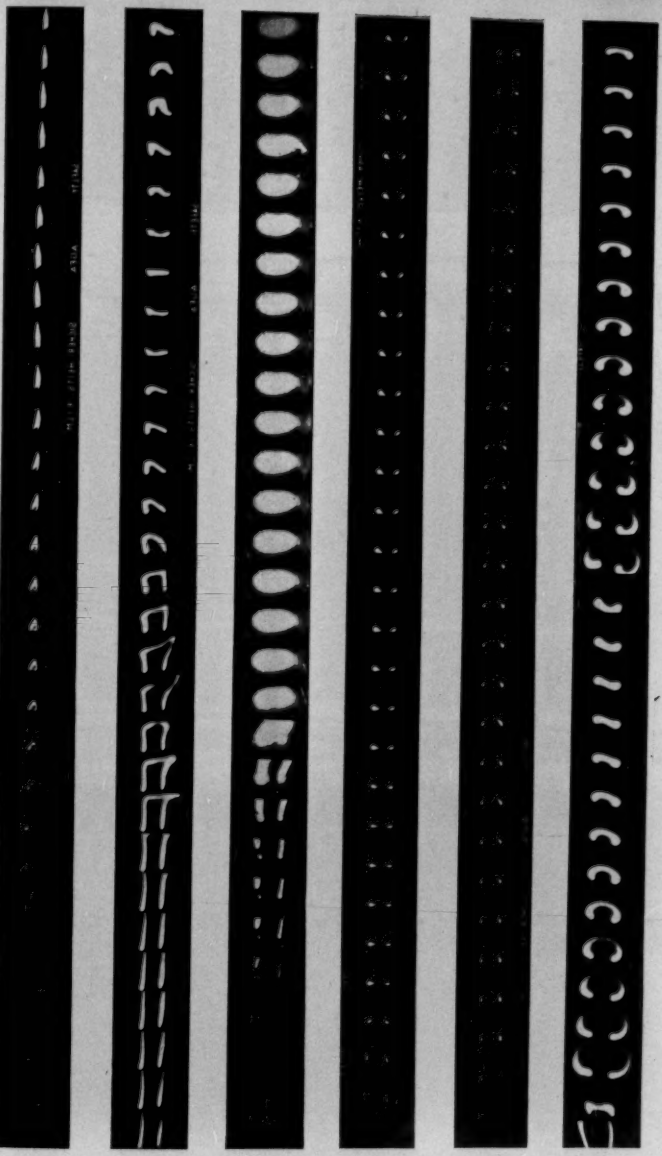


Abb. 1 Abb. 2 Abb. 3 Abb. 4 Abb. 5 Abb. 6

Abb. 1. Kerzenflamme erstickt im schwerefreien Raum, weil die heiße, verbrauchte Luft nicht mehr hochsteigt.
Abb. 2. Gewöhnlicher Lichtbogen, Gleichstrom, Bogenelektroden, 3 cm Elektrodenabstand, 7,5 Amp. im Schwerefeld.
Abb. 3. Lichtbogen wie in Abb. 2 im schwerefreien Raum.
Abb. 4. Lichtbogen wie Abb. 3, 1,5 Amp.; „Längszug" zieht den Bogen gerade.
Abb. 5. Lichtbogen wie Abb. 4, 1,5 Amp. Bogenstrom mit 1,6 Gauss Querfeld; Krümmungskreis.
Abb. 6. Lichtbogen im schwerefreien Raum, 6 Amp.; 1,6 Gauss Querfeld, Beanspruchung über „Zerreißfestigkeit" der Säule.
Alle Aufnahmen Zeitlupenbilder 64 Bilder/sec; Zeit von oben nach unten. Bogenbeginn überall unterdrückt.

Theorie starker Elektrolyte[4]) auf das Plasma[5]). Ja, eine sinngemäße Übertragung der gleichen Überlegung, die dort zur Deutung der bei starken Elektrolyten auftretenden Anomalien des osmotischen Druckes durch einen zusätzlichen Kohäsionszug der Ionen führt, ergibt für das Bogenplasma unmittelbar einen Kohäsionszug von durchaus richtiger Größenordnung. Ob überhaupt noch reelle Abweichungen zwischen Beobachtung und dem so berechneten elektrostatischen Kohäsionszug bleiben, kann aus dem bisherigen Versuchsmaterial noch nicht entschieden werden; auch müssen hierzu andere Möglichkeiten, die einen Längszug vortäuschen könnten, noch eingehender untersucht werden.

Zusammenfassung

Der störende warme Aufluftstrom, der einen Bogen in atmosphärischer Luft unruhig macht, wird vermieden durch Untersuchung des Bogens im schwerefreien Raum, der im Innern eines frei fallenden Kastens entsteht. Der ungestörte Bogen unterscheidet sich vom gewöhnlichen Bogen durch geringeren Spannungsbedarf der Säule, größere Stabilität insbesondere bei langen Bogen und wesentlich geringere, mit steigendem Bogenstrom stark abnehmende Stromdichte. Im Bogenplasma herrscht ein mechanischer Längszug, der von den elektrostatischen Kräften zwischen den einzelnen Ionen und Elektronen des Plasmas herrührt. Die Berechnung des Zuges nach Art der Bestimmung des elektrostatischen Kohäsionszuges in starken Elektrolyten nach der Debye-Hückelschen Theorie ergibt einen Zug richtiger Größe.

[4]) Vgl. z. B. A. Coehn u. G. Jung in Müller-Pouillet **4** (4) 513 ff., Braunschweig (1934).
[5]) Vgl. z. B. D. Gábor, Phys. Zeitschr. **34** (1933), 38; Zeitschr. f. techn. Phys. **13** (1932), 560.

(Eingegangen am 7. Oktober 1937)

Über den Einfluß der Stromdichte auf die Ionisierungsvorgänge in der selbständigen Entladung in Edelgasen

Von R. Schade, Berlin-Siemensstadt

(Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium II der Siemens-Werke)

Mit 7 Abbildungen im Text

Inhalt: Anfangscharakteristik der selbständigen Entladung, Zündspannung und Zündstromstärke bei Bestrahlung in Edelgasen — Unmöglichkeit der Deutung als Raumladungswirkung — Erklärung durch Ionisierungsprozesse, die proportional dem Quadrat der Stromdichte sind — Ionisation durch metastabile Atome in reinen Edelgasen — Versuche in Gasgemischen — Die Glimmentladung als stromdichtebegünstigte Entladung.

In den letzten Jahren ist mehrfach versucht worden, die Townsendsche Theorie, die für den Zündvorgang nur im Gebiet kleinster Stromdichten eine richtige Beschreibung liefert, durch die Berücksichtigung des Raumladungseinflusses auf die Elektronenionisierung und auf die Größe γ zu erweitern. Insbesondere von Rogowski und Mitarbeitern[1]) liegen mehrere Untersuchungen vor mit der grundlegenden Annahme, daß die Zahl der Elektronen, die ein positives Ion im Mittel aus der Kathode befreit, das ist die Townsendsche Ionisierungszahl γ, feldstärkeabhängig ist. Im Gebiet kleiner Stromdichten, bei denen die Raumladung und damit die durch sie hervorgerufene Erhöhung der Kathodenfeldstärke noch linear mit der Stromdichte anwächst, ist es dadurch möglich, die Charakteristik der Entladung zu berechnen. Abb. 1 zeigt schematisch die Charakteristiken zwischen parallelen Elektroden, mit und ohne durch äußere Bestrahlung hervorgerufenen Primärstrom. Abb. 1a

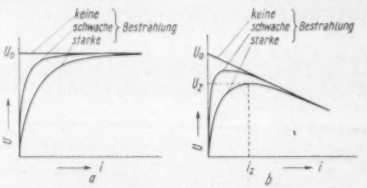


Abb. 1. Charakteristiken des gasverstärkten Photostromes

stellt den Verlauf nach Townsend ohne Raumladungswirkung dar, Abb. 1b unter Annahme einer Feldstärkeabhängigkeit der Größe γ. Von Rogowski und Mitarbeitern wurden folgende Gesetzmäßigkeiten aufgestellt:

Anfangscharakteristik:

$$U = U_0 - K_1 i\,, \tag{1}$$

Zündspannung bei Bestrahlung:

$$U_z = U_0 - K_2 \sqrt{i_0}\,, \tag{2}$$

Zündstromstärke bei Bestrahlung:

$$i_z = K_3 \sqrt{i_0}\,. \tag{3}$$

Hierbei bedeuten: U_0 die Zündspannung ohne Bestrahlung, U die Elektrodenspannung, i die Stromdichte, i_0 die Fremdstromdichte. Für Luft bei Atmosphärendruck konnte von Rogowski und Wallraff Gl. (2) annähernd bestätigt werden. Messungen des Verfassers[2]) bei niederen Drucken in Neon und Argon ergaben eine Bestätigung von Gl. (1), (2) und (3) (Abb. 2, 3, 4). Zur widerspruchsfreien Erklärung mußte angenommen werden, daß

[1]) W. Fucks, Zeitschr. f. Phys. **92** (1934), 467; W. Rogowski u. W. Fucks, Arch. f. Elektrotechn. **29** (1935), 362; W. Rogowski u. A. Wallraff, Zeitschr. f. Phys. **102** (1936), 183.
[2]) R. Schade, Die Naturwiss. **24** (1936), 813; R. Schade, Zeitschr. f. Phys. **105** (1937), 595.

die Feldstärkeabhängigkeit von γ in der Nähe der Zündspannung in Argon von 10 mm Druck von der Größe: $\frac{d\gamma}{dE} \sim 2 \cdot 10^{-4}$ cm/Volt sein müßte.

Über die Feldstärkeabhängigkeit von γ ist recht wenig bekannt, weil sie bei den kleinen Ionengeschwindigkeiten, wie sie hier vorliegen, experimentell sehr schwer direkt zu erfassen ist. Eine starke Feldstärkeabhängigkeit von γ müßte sich

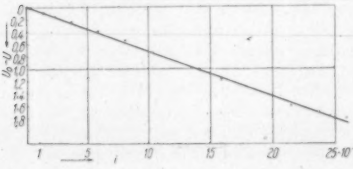


Abb. 2. Charakteristik des Townsendstromes in Argon

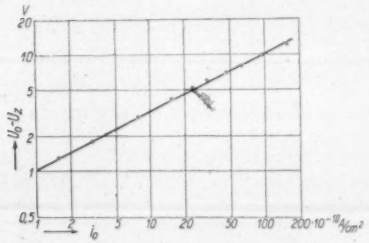


Abb. 3. Zündspannungserniedrigung als Funktion der Vakuumphotostromdichte

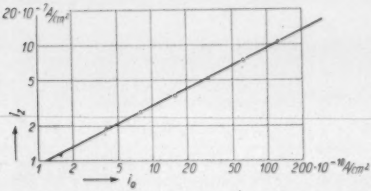


Abb. 4. Zündstromdichte als Funktion der Vakuumphotostromdichte

in Abweichungen vom Paschenschen Gesetz bemerkbar machen. Solche Abweichungen konnten aber nicht gefunden werden. Die Zündspannung ist nach genauen Messungen in Luft, Wasserstoff und Argon bis zu Atmosphärendruck immer nur eine Funktion von E/p, hiernach kann γ ebenfalls nur eine Funktion von E/p sein. In Argon war es außerdem möglich, die Feldstärkeabhängigkeit von γ bei konstantem Druck aus der Abstandsabhängigkeit der Zündspannung zu berechnen, weil hier die Funktion $\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right)$ von Kruithoff und Penning[3]) recht genau gemessen worden ist. Bei jeder Zündspannung wurde aus dem α- und d-Wert die Ionisierungszahl γ mit Hilfe der Townsendschen Zündbedingung berechnet:

$$\gamma\,(e^{\alpha d} - 1) = 1\,. \qquad (4)$$

Abb. 5 zeigt eine solche von Herrn Schöfer im hiesigen Laboratorium ausgeführte Meßreihe. Die zur Erklärung der fallenden Charakteristik usw. im Sinne von Rogowski nötige Feldstärkeabhängigkeit ist als gestrichelte Linie angedeutet. Eine weitere direkte Methode zur Untersuchung desselben Zusammenhangs ist die Messung der Zündspannung an koaxialen Zylinderelektroden. Abb. 6

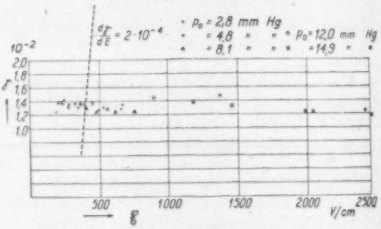


Abb. 5. Die Ionisierungszahl γ in Argon an Nickelelektroden

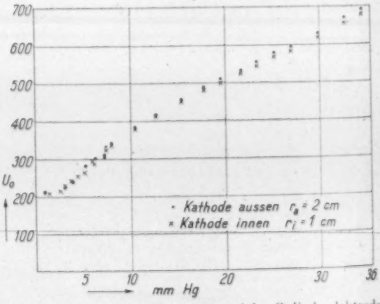


Abb. 6. Die Zündspannung an koaxialen Zylinderelektroden in Argon

zeigt beispielsweise in Argon bei einem Rohr mit dem Radienverhältnis 1:2 die Zündspannung in beiden Richtungen. Trotzdem hier durch Umpolen die Feldstärke an der Kathode sich um den Faktor 2 ändert, ist nur ein sehr geringer Unterschied der Zündspannungen feststellbar. Aus allen diesen Messungen, über die in einer ausführlichen Arbeit von Herrn R. Schöfer berichtet werden

[3]) A. A. Kruithoff u. F. M. Penning, Physica **3** (1936), 515.

wird, muß geschlossen werden, daß die Feldstärkeabhängigkeit der Townsendschen Ionisierungszahl γ, wenn sie überhaupt vorhanden ist, mindestens um zwei Größenordnungen zu klein ist, um die vom Verfasser in Edelgasen gemachten Beobachtungen [Gl. (1), (2), (3)] durch sie zu erklären. Eine andere Möglichkeit der Wirkung der Raumladung wäre die Beeinflussung der Elektronenionisierung. Da diese jedoch zu ganz anderen funktionellen Zusammenhängen bei der Charakteristik und der Zündspannungserniedrigung durch Bestrahlung führt, muß sie außer Betracht bleiben.

Es ist also nicht mehr möglich, die fallende Charakteristik in Edelgasen und die damit in Zusammenhang stehenden Erscheinungen als Auswirkung von Raumladungen zu deuten. Sie müssen vielmehr durch eine andere direkte Beeinflussung der Gesamtionisierung durch die Stromdichte erklärt werden. Bekanntlich benutzt Townsend zur Ableitung seiner Zündbedingung die in der Form $\frac{dn}{dx} = \alpha \cdot n$ definierte Größe α. So lange eine solche lineare Abhängigkeit der Trägererzeugung von der Stromdichte angenommen wird, muß die Brennspannung konstant, und zwar gleich der Zündspannung bleiben. Nehmen wir dagegen eine zusätzliche Ionisierung an, die proportional dem Quadrat der Elektronenstromdichte ist, dann muß die Brennspannung mit wachsender Stromdichte sinken. Dieses folgt durch einfache Integration von Gl. (5) bei konstantem α und σ.

$$\frac{dn}{dx} = \alpha n + \sigma \cdot n^2 . \tag{5}$$

Man erhält zunächst für die Entladung im homogenen Feld eine Gleichgewichtsbedingung in der Form:

$$\gamma \{e^{\alpha d}(1 + c\,i) - 1\} = 1 . \tag{6}$$

Hierbei ist $c = \frac{\sigma}{\alpha \varepsilon}$, wobei ε die elektrische Elementarladung bedeutet. Gl. (6) enthält neben der Townsendschen Zündbedingung ($i = 0$) auch noch den Einfluß der endlichen Stromstärke auf die Ionisierungsverhältnisse. Da α bei sonst konstant gehaltenen Bedingungen lediglich eine Funktion der Elektrodenspannung ist, stellt diese Gleichung implizit gleichzeitig die Charakteristik dar, und zwar ergibt sich hieraus als Anfangscharakteristik eine fallende Gerade:

$$U = U_0 - \frac{c}{b} \cdot i . \tag{7}$$

Hierbei ist $b = \frac{d\alpha}{dE}$ die Feldstärkeabhängigkeit von α. Auch die Charakteristik der bestrahlten Entladung läßt sich in einfacher Art aus der Townsendschen Gleichung für den gasverstärkten Photostrom berechnen. Berücksichtigt man auch hier den Einfluß der Größe σ [Gl. (5), (6)], so werden funktionell dieselben Zusammenhänge erhalten, die Rogowski unter Annahme einer feldstärkeabhängigen Größe γ erhalten hatte:

Zündspannung bei Bestrahlung:

$$U_z = U_0 - 2\sqrt{\frac{c}{\gamma b^2}}\sqrt{i_0} ;$$

Zündstromdichte bei Bestrahlung:

$$i_z = \sqrt{\frac{i_0}{\gamma c}} .$$

Es ist also grundsätzlich möglich, die als Ausgangspunkt der Untersuchungen in Edelgasen festgestellten Gesetzmäßigkeiten [Gl. (1), (2), (3)] ohne das Wirken von Raumladungen zu erklären, wenn angenommen wird, daß neben der von Townsend berücksichtigten stromdichteproportionalen Ionisation auch Ionisierungsprozesse wirksam sind, die vom Quadrat der Stromdichte abhängen. Im Falle der Entladung in Edelgasen liegt es nahe, ein Ionisierungsgesetz in der Form von Gl. (5) auf die Mitwirkung von metastabilen Atomen zurückzuführen, obgleich es zunächst verwunderlich erscheint, daß diese bei so geringen Stromdichten eine Rolle spielen sollen. Eine überschlagsmäßige Berechnung zeigt jedoch, daß die Zahl der Zusammenstöße der metastabilen Atome untereinander durchaus in der Größenordnung der aus der Neigung der Charakteristik zu erwartenden zusätzlichen Ionisationen ist, und es ist anzunehmen, daß derartige Zusammenstöße eine zusätzliche Ionisation liefern. Ebenso wäre es möglich, daß die metastabilen Atome durch weiteren Elektronenstoß ionisiert werden. Nur läßt sich die Häufigkeit dieser stufenweisen Ionisation schwieriger abschätzen.

Es ist bekannt, daß die Lebensdauer metastabiler Zustände in reinen Edelgasen erheblich verkürzt werden kann durch geringe Zusätze von geeigneten Fremdgasen, besonders oft sind in dieser Hinsicht untersucht die Gemische Argon—Quecksilber und Neon—Argon. Wenn die Mitwirkung metastabiler Atome für die Neigung der Charakteristik maßgeblich ist, dann ist zu erwarten, daß diese in solchen Gemischen erheblich verringert wird. Dieses ist in der Tat der Fall. Durch geringen Quecksilberdampfzusatz zu Argon verschwindet die Neigung der Charakteristik fast vollkommen. Abb. 7 zeigt ein anderes Beispiel, die Charakteristiken in Gemischen Neon—Argon von 10 mm Druck bei 1 cm Elektrodenabstand. Schon bei ungefähr 10^{-3} v. H. Argonzusatz zu Neon ist die Neigung der Charakteristik bedeutend weniger fallend als in reinem Neon. Gleichzeitig ist dabei die Zündspannung um 20 Volt gesunken. Die metastabilen Atome erreichen ein schnelleres Ende, weil sie die Argonatome ionisieren. Sie sind also in geringerer Anzahl für den durch die Größe σ

beschriebenen Effekt vorhanden. Bei weiterem Argonzusatz verschwindet die Neigung der Charakteristik vollkommen. Die Charakteristik wird sogar etwas ansteigend, wenn die Konzentration der metastabilen Atome des Argons und des Neons ein Minimum hat. Dieser geringe Anstieg ist ein Hinweis darauf, daß die Begünstigung der Ionisation in reinen Gasen durch größere Stromdichte wahrscheinlich durch Stoß von je zwei metastabilen Atomen geschieht. Wenn aber, wie dieses bei den Neon—Argon-Gemischen geeigneter Konzentration der Fall ist, jedes metastabile Neonatom schon an sich sein Ende durch Ionisation eines Argonatoms erreicht, so wird die zusätzliche Ionisation bei höheren Stromdichten die Gesamtionisation verschlechtern, weil hier nur je zwei metastabile Atome ein Ion bilden.

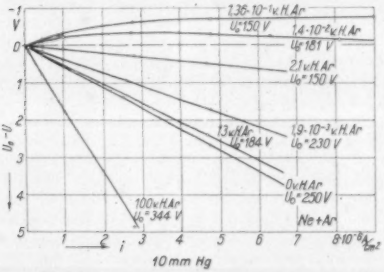


Abb. 7. Die Charakteristik des Townsendstromes in Ne–Ar-Gemischen. Druck 10 mm Hg

Es hat sich also ergeben, daß die Anfangsneigung der Charakteristik in reinen Edelgasen nicht durch Raumladungswirkungen bedingt ist, sondern durch Prozesse kumulativer Natur, die vom Quadrat der Stromdichte abhängen. Nun liegt die Vermutung nahe, daß auch das weitere Fallen der Charakteristik und der Übergang in die Glimmentladung, also eine Entladungsform mit größerer Stromdichte, durch solche Prozesse beeinflußt wird. Es erweist sich, daß die Stromdichte, bei der die Townsendentladung in die Glimmentladung umspringt, erheblich größer ist bei Neon—Argon-Gemischen als in den reinen Gasen. Auch die Differenz Zündspannung — Brennspannung der normalen Glimmentladung erreicht hier ein Minimum von nur wenigen Volt, wahrscheinlich deshalb, weil infolge anderweitiger Vernichtung der metastabilen Atome die Ionisierungsbedingungen durch höhere Stromdichte nicht mehr besonders begünstigt werden können. Hierfür spricht auch die Beobachtung, daß in einem solchen Gemisch die Stromdichte der normalen Glimmentladung über eine Größenordnung geringer ist als in reinem Neon und in reinem Argon. Es erhebt sich deshalb die Frage, ob wir es bei der gewöhnlichen Glimmentladung mit einer allein raumladungsbegünstigten Entladung zu tun haben. Die Raumladungsbegünstigung könnte die Brennspannung bestenfalls auf die Größe des Minimums der Paschenschen Zündspannungskurven bringen. Der normale Kathodenfall liegt jedoch noch bedeutend unterhalb dieses Minimums, z. B. in Argon ungefähr 60 Volt niedriger. Alle Beobachtungen sind verständlich, wenn sie als Folge eines Ionisierungsgesetzes gemäß Gl. (5) angesehen werden, wenn also die Glimmentladung als stromdichtebegünstigte Entladung aufgefaßt wird. Ein ausführlicher Bericht erscheint in der Zeitschrift für Physik.

Zusammenfassung

Die in reinen Edelgasen beobachteten Erscheinungen der fallenden Anfangscharakteristik und der Zündspannungserniedrigung durch Bestrahlung sind nicht auf Raumladungswirkungen zurückzuführen. Zu ihrer Erklärung müssen vielmehr zusätzliche Ionisierungsprozesse angenommen werden, die vom Quadrat der Stromdichte abhängen, im Falle der reinen Edelgase wahrscheinlich Ionisation durch Stoß von je 2 metastabilen Atomen. Werden die metastabilen Atome durch geringe Fremdgaszusätze vernichtet, dann gehen die in reinen Edelgasen beobachteten Erscheinungen weitgehend zurück. Verschiedene Beobachtungen deuten darauf hin, daß auch die Glimmentladung eine stromdichtebegünstigte Entladung ist.

(Eingegangen am 5. Oktober 1937)

Diskussionsbemerkung zum Vortrag B. Mrowka

[Phys. Zeitschr. **38** (1937), 998]

Von W. Schottky, Berlin[1])

Ich möchte zunächst meiner Freude Ausdruck geben über den schönen und interessanten wellenmechanischen Beitrag zur Theorie der Glühemission, als den wir nach meiner Ansicht Herrn Mrowkas Arbeit „Über den Einfluß der Kristallgitterstruktur auf die Glühemission" anzusehen haben.

Was die Diskussion der Mrowkaschen Ergebnisse betrifft, so liegt mir vor allem daran, ihre Deutung im Rahmen der thermodynamischen Theorie der Glühemission klarzustellen. Nach der thermodynamischen Theorie besitzt jeder Stoff im Vakuum einen bestimmten Elektronendampfdruck, der, außer von dem inneren Zustand des Stoffes, nur von den Doppelschichten an seiner Oberfläche

[1]) Z. T. ergänzt durch die Diskussion anläßlich des Kolloquiumvortrages von Herrn Mrowka am 26. November 1937 in Berlin.

abhängt. Diese Doppelschichten brauchen nicht von Fremdatomen herzurühren, sondern können durch Ladungsverschiebungen an der Oberfläche des Stoffes selbst hervorgerufen sein; insofern diese Oberflächenverschiebungen von der Kristallorientierung der Oberfläche abhängen, ließ schon die thermodynamische Theorie eine Verschiedenheit der Dampfdrucke und damit der Sättigungsströme über verschieden orientierten Kristallflächen eines Elektronen emittierenden reinen Stoffes erwarten. Diese Dampfdruckverschiedenheiten würden entsprechende Unterschiede in den Voltapotentialen unmittelbar über der betreffenden Oberfläche zur Folge haben.

Die Theorie von Herrn Mrowka besagt nun aber etwas ganz anderes. In ihr ist von einer Verschiedenheit der Doppelschichten und damit der Voltapotentiale bei verschieden orientierten Grenzflächen gar nicht die Rede; das elektrostatische Potential über der Oberfläche wird überall gleich angenommen, und deshalb muß aus thermodynamischen Gründen auch der Dampfdruck, unabhängig von der Orientierung der Grenzfläche zum Kristallgitter, überall derselbe sein.

Das Ergebnis von Herrn Mrowka bedeutet also, daß zwar der Elektronendampfdruck konstant, trotzdem aber der Sättigungsstrom stark von der Kristallorientierung der Oberfläche abhängig sein kann. Das ist nur möglich, wenn die bisher im allgemeinen für richtig gehaltene Beziehung zwischen Dampfdruck und Sättigungsstrom größenordnungsmäßig durchbrochen wird; man muß annehmen, daß die Elektronenemission der Oberfläche im allgemeinen nicht „schwarz", sondern selektiv oder „grau" ist, und zwar verschieden grau an verschiedenen Grenzflächen. Wegen der Äquivalenz von Emissions- und Absorptionskoeffizienten bedeutet das auch, daß Elektronen, die mit thermischer Geschwindigkeit auf die betreffende Fläche auftreffen, je nach ihrer Richtung und der Kristallorientierung der Oberfläche verschieden reflektiert werden. Diese Art von Reflexion scheint mir theoretisch und praktisch von größtem Interesse zu sein; sie kann nicht, wie ein früher von R. Peierls[2]) erwogener Vorgang, damit zusammenhängen, daß die eingedrungenen Elektronen sich im Innern des Kristalls auf verbotenen Bahnen bewegen würden, und ebensowenig hängt sie mit der, verhältnismäßig schwachen, Reflexion zusammen, die am Rande eines steil abfallenden Potentialwalles erfolgt. Vielmehr handelt es sich offenbar um eine Reflexion, die durch die orientierungsabhängige Besetzungsdichte des maßgebenden Energiebandes mit Quantenzuständen (nicht mit Elektronen!) verursacht wird.

Eine Entscheidung zwischen der Theorie der orientierungsabhängigen Doppelschicht und der vorgetragenen Mrowkaschen Theorie der orientierungsabhängig grauen Emission wäre durch exakte Voltapotentialmessungen möglich. Daneben wäre es denkbar, daß man die Abweichungen von der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung der Glühelektronen experimentell feststellen könnte, die aus der Mrowkaschen Theorie gefolgert werden müssen.

[2]) R. Peierls, Erg. d. exakten Naturwiss. **11** (1932), 286/87.

(Eingegangen am 1. Dezember 1937)

BESPRECHUNGEN.

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten.

R. Rothe, Höhere Mathematik für Mathematiker, Physiker und Ingenieure. Teil IV: Übungsaufgaben mit Lösungen. Formelsammlung. Unter Mitwirkung von O. Degosang. 4. Heft: Unendliche Reihen. Vektorrechnung nebst Anwendungen (=Teubners mathematische Leitfäden, Bd. 36) 8°. 55 S. mit 28 Abb. Leipzig-Berlin 1937. B. G. Teubner. RM 2.40.

Es handelt sich um die Fortsetzung der vorzüglichen Aufgabensammlung, auf deren frühere empfehlende Besprechung in dieser Zeitschrift wir verweisen können. Die Aufgaben des vorliegenden Heftes erstrecken sich auf: Konvergenzproben bei Reihen, auch Potenzreihen. Taylor-Reihe. Gleichmäßige Konvergenz. Trigonometrische Reihen. Integration durch Reihen. Integrale, welche von einem Parameter abhängen. Determinanten. Lineare Gleichungen. Kegelschnitte. Vektoren im Raum und ihre Anwendung auf Geometrie und Mechanik. Haupt.

J. Weiß, Der Kathodenstrahloszillograph im neuzeitlichen Unterricht. 78 S. Berlin 1937. Verlag von Albert Nauck. Geheftet RM 3.—.

Sehr schöne Versuche mit der Braunschen Röhre schildert uns Weiß in seinem Büchlein: Ich helfe dir bei deinem Kathodenstrahloszillographen. Das Büchlein ist für den Unterricht an höheren Schulen gedacht und soll vor allem dazu dienen, der Braunschen Röhre im neuzeitlichen Physikunterricht Eingang zu verschaffen. Eine Anzahl von Versuchen gehen allerdings über das im Unterricht erreichbare hinaus und eignen sich als lehrreiche Experimente für Vorlesung und Übung an der Hochschule. Besonders hübsch sind die Versuche, bei denen durch einen sinnreichen Kippschalter in Abständen von etwa $^1/_{25}$ Sekunde beispielsweise einmal eine Stromkurve das andere Mal eine Spannungskurve gezeigt wird, die dem Auge als gleichzeitig bestehend erscheinen. Es ist so möglich, Phasenverschiebungen, Schwebungen und Kopplungserscheinungen recht anschaulich zu zeigen. W. Holzmüller.

Berichtigung

zum Bericht über „Farbenlehre und Farbenmessung" von Herbert Schober in Heft 13/14, S. 514–555, 1937.

In meinem Bericht über Farbenlehre und Farbenmessung finden sich unter anderem einige sinnstörende Fehler, auf die mich zum größten Teil Herr Dipl.-Ing. Manfred Richter aufmerksam gemacht hat, wofür ich ihm bestens danke. Es sind dies:

S. 517, 2. Spalte, 2. Absatz, letzte Zeile, soll stehen „Lux auf Weiß".

S. 518, 2. Spalte, Absatz b. Die deutsche Norm (DIN 5033) für die Farbtonbezeichnung lautet richtig: Farbton $\lambda = 575 m\mu$, für Komplementärfarben λ_K bzw. $\lambda_K = -510\ m\mu$.

S. 519, 2. Spalte, 18. Zeile, muß statt „Komplementärfarben" das Wort „komplanar" stehen, d. h. es darf lediglich die dritte Farbe nicht durch die beiden anderen darstellbar sein.

S. 525, 2. Spalte, 9. Zeile, muß stehen „auch drei andere".

S. 525. In den Formeln und in der 3. Zeile von unten sind die gestrichenen und ungestrichenen Größen miteinander zu vertauschen.

S. 532, 2. Spalte, Punkt 2, 11. Zeile, muß das Wort „gültig" durch „bequem" ersetzt werden.

S. 532, 2. Spalte, letzte Zeile, ist das Wort „Gewichte" durch das Wort „Kennzahlen" zu ersetzen.

S. 544. Die Agfafarbentafeln sind für Farbmeßzwecke unbrauchbar und ihr Hinweis daher zu streichen.

S. 546, 2. Spalte, 2. bis 7. Zeile. Nach den Formeln ist der Satz „Wird nicht mit der Lichtquelle ... einzusetzen." als unrichtig zu streichen.

S. 547, 1. Spalte, vorletzter Absatz. Beim Verfahren von Tikhodeew gehört eingefügt: „dessen Unbrauchbarkeit aber König (311) nachgewiesen hat".

S. 548. Die Zusammensetzung des Richterschen Rotfilters soll richtig lauten: RG 1 und NG 4 (1 mm stark). GG 11 ist zu streichen.

S. 548. In Fig. 4 muß es heißen: 2360 statt 2350 und 2848 statt 2348.

An besonders wichtigen Literaturangaben wurde weiter übersehen:

N. T. Fedorow, Der gegenwärtige Stand der Farbmessung (russisch). 192 Seiten. Moskau 1933.

A. C. Hardy und Mitarbeiter, Handbook of Colorimetry. 87 Seiten. Cambridge (Mass.) 1936.

Wien, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, November 1937.

Berichtigung

zu der Arbeit „Sättigungsmagnetisierung und Annäherungsgesetz des Eisens" von W. Steinhaus, A. Kußmann und E. Schoen.

In den Zahlentafeln III und VI unseres obengenannten Aufsatzes (Physik. Zeitschr. **38**, 782 und 785, 1937) sind für die Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstandes versehentlich die auf Raumtemperatur bezogenen Werte angegeben worden. Die entsprechend der Spaltenüberschrift auf 0° C bezogenen Werte lauten der Reihe nach:

Zahlentafel III:

0,62; 0,48; 0,53; 0,62 $\cdot 10^{-2}$ und

Zahlentafel VI:

0,63; 0,62; 0,59; 0,62; 0,66; 0,66; 0,67 $\cdot 10^{-2}$.

NACHRICHTEN.

Ernannt: Der Dozent an der Universität Bonn Dr. Friedrich Becker zum a. o. Professor der Astronomie daselbst, Dr. Friedrich Wünschmann zum Observator beim Geodätischen Institut in Potsdam, Dr. Günther Viktor Schulz zum Dozenten für Kolloidchemie an der Universität Freiburg i. Br., Dr. habil. Heinz Verleger zum Dozenten für Physik an der Universität Berlin, der Dozent an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Wolfgang Seith vertretungsweise zum ord. Professor der physikalischen Chemie an der Universität Münster i. W., der Diplomingenieur Karl Krapf zum Regierungsrat bei der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, Dr. rer. nat. habil. Gustav Kootüm zum Dozenten für physikalische Chemie an der Universität Tübingen, Dr. ing. habil. Heinrich Helberger zum Dozenten für organische Chemie an der Technischen Hochschule München, der a. o. Professor an der Universität Bonn Dr. Eduard Hertel zum beamteten a. o. Professor für physikalische Chemie an der Technischen Hochschule Danzig, der a. o. Professor an der Universität Freiburg Dr. Wilhelm Maier zum ord. Professor der Mathematik an der Universität Greifswald.

Neuer Lehrauftrag: a. o. Professor an der Technischen Hochschule München Dr. Ernst v. Angerer für Experimentalphysik für Fortgeschrittene ebenda, Dr. hab. Kern an der Universität Freiburg i. Br. für Methoden der organischen Chemie, a. o. Professor an der Universität Frankfurt a. M. Dr. Ludwig Orthner für chemische Technologie, Direktor Dr. Georg Karl Kränzlein von I. G. Farben in Höchst für Chemie der Kunststoffe an der Universität Frankfurt a. M., Dozent Dr. Herbert O'Daniel an der Universität München für Kristallographie, Kristallchemie und Kristallstrukturlehre, der beamtete a. o. Professor an der Universität Berlin Dr. Marianus Czerny zur Vertretung der ord. Professur für Experimentalphysik an der Universität Frankfurt a. M., Professor Dr. Hermann Rath in Reutlingen für chemische Technologie der Gespinstfaser an der Technischen Hochschule Stuttgart.

In den Ruhestand: Der ord. Professor der Elektrotechnik und Physik an der Bergakademie Freiberg Dr. Georg Brion, der ord. Professor für Schwingungslehre an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Karl Willy Wagner.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Metzger & Wittig, Leipzig. D. A. 1330, III. Vj. 1937. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.